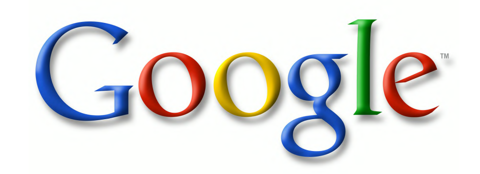
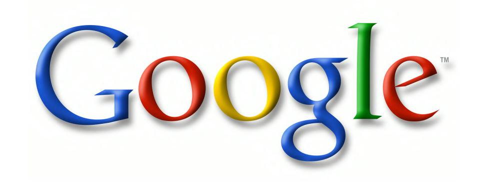






JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, G. LIPPMANN,
E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — ANNÉE 1903.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

1903

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — JANVIER 1903.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

EXTENSION DU PRINCIPE DE FERMAT, SUR L'ÉCONOMIE DU TEMPS, AU MOUVEMENT RELATIF DE LA LUMIÈRE, DANS UN CORPS TRANSPARENT HÉTÉROGÈNE ANIMÉ D'UNE TRANSLATION RAPIDE;

Par M. J. BOUSSINESQ.

I. J'ai démontré en octobre 1899 (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXIX, p. 794, 859 et 905), par l'intégration des équations du mouvement vibratoire de l'éther dans un corps transparent hétérogène, composé, par exemple, de couches parallèles au plan des yz, que le principe de Fermat avait été légitimement étendu, des rayons brisés par la réflexion ou la réfraction, mais composés de fragments rectilignes, aux rayons courbes que suit le mouvement lumineux dans les corps dont la constitution varie graduellement d'un point à l'autre. Je me propose aujourd'hui de faire voir que le même principe de l'économie du temps s'étend *encore* au mouvement *relatif* de la lumière, dans un tel corps animé d'une vitesse V de translation un peu comparable à la vitesse même de propagation des ondes dans l'éther libre.

Si nous prenons celle-ci pour unité de longueur, les équations régissant les déplacements vibratoires ξ, η, ζ, en fonction de coordonnées x, y, z d'équilibre ou moyennes *rattachées* au corps, seront, comme on peut voir par une Note du 28 juillet (*Comptes Rendus*, t. CXXXV, p. 220),

$$(1)\quad \left\{ \begin{aligned} & N^2 \frac{d^2(\xi,\eta,\zeta)}{dt^2} - 2\left(V_x \frac{d}{dx} + V_y \frac{d}{dy} + V_z \frac{d}{dz}\right) \frac{d(\xi,\eta,\zeta)}{dt} \\ & = \Delta_2(\xi,\eta,\zeta) - \frac{d\theta}{d(x,y,z)}; \end{aligned} \right.$$

N désigne l'indice absolu de réfraction du corps, donné en fonction lentement variable de x; V_x, V_y, V_z, les trois composantes de la

vitesse translatoire V ; enfin, θ, la dilatation cubique $\frac{d\xi}{dx}+\frac{d\eta}{dy}+\frac{d\zeta}{dz}$.

II. Le milieu s'étendant, par exemple, de $x=0$ à $x=\infty$, le mouvement sera censé communiqué à sa première couche $x=0$ par un système d'ondes planes, que nous supposerons d'abord latéralement indéfinies et qui, produites au loin dans la région des x négatifs, couperont la couche $x=0$ suivant une famille de droites parallèles. Nous appellerons $my+nz$ le temps, proportionnel à la distance de celles-ci à l'origine, employé par chaque onde à atteindre ces droites, après l'instant où la même onde aura touché l'origine des coordonnées. Il est clair que chaque couche $x=$ const. se trouvera dans les mêmes conditions sur toute son étendue, c'est-à-dire en tous les points où y aboutissent les diverses parallèles (y, z) à l'axe des x, au retard près $my+nz$, s'y produisant par rapport au point où la couche perce l'axe même $(0, 0)$ des x. Donc ξ, η, ζ ne seront fonctions que des deux variables $t-my-nz$ et x.

Or on sait que, sans l'hétérogénéité, c'est-à-dire si N avait partout la même valeur qu'en (x, y, z), les ondes seraient planes à l'intérieur du corps, et que x n'aurait à figurer dans ξ, η, ζ qu'à côté de t, comme y et z, savoir par une variable unique de la forme $t-lx-my-nz$, et avec un coefficient l relié à N, en raison des équations (1) vérifiées à cette condition, par la formule :

$$(2) \qquad l^2+m^2+n^2-2(V_x l+V_y m+V_z n)=N^2.$$

En outre, les vibrations seraient transversales, c'est-à-dire que l'on aurait $\theta=0$, $l\xi+m\eta+n\zeta=0$, ou que l'*élongation* $\sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2}$ se réduirait à une composante δ perpendiculaire à la direction (l, m, n).

Dès que N et, par suite, l deviennent variables, quoique lentement, avec x, il ne peut plus en être rigoureusement de même ; et θ, $l\xi+m\eta+n\zeta$ prennent de petites valeurs, de l'ordre des dérivées N', l' de N, l en x. Mais le mouvement peut encore se faire par ondes sensiblement planes, ou ξ, η, ζ dépendre surtout de la variable principale $t-\int l dx-my-nz$, tout en variant, en outre, d'une manière beaucoup plus lente, avec l'autre variable de la question, x.

Et, si les ondes incidentes, au lieu d'être indéfinies, sont latéralement limitées, ou que les déplacements ξ, η, ζ offrent sur la première

couche $x = 0$, outre leur variation rapide en fonction du trinome $t - my - nz$, des variations lentes, mais *arbitraires*, avec y et z, il y a lieu de voir de même si ξ, η, ζ ne pourraient pas, dans le milieu, être des fonctions rapidement variables de $t - \int l dx - my - nz$ et lentement variables de x, y, z, ou représenter des ondes sensiblement planes limitées latéralement. Comme le problème de la suite des mouvements résultant, dans le milieu, du mode donné d'ébranlement de la première couche $x = 0$, est déterminé par les équations (1), un tel mouvement, dès qu'on le reconnaîtra ainsi *possible*, sera le mouvement *effectif*.

III. Nous désignerons, à la manière de Lagrange, par des accents les dérivées de ξ, η, ζ, et même de θ, relatives à la variable principale $t - \int l dx - my - nz$, mais à la manière de Leibnitz (avec des ∂ de ronde) les dérivées relatives aux variables accessoires x, y, z, en observant que les dérivées secondes de cette dernière espèce seront négligeables, à cause de la lenteur de variation des dérivées premières (déjà petites), et que même, pour θ et $l\xi + m\eta + n\zeta$, de l'ordre de N' ou de l', les dérivées premières de cette espèce se trouveront insensibles. On aura, par exemple,

$$\frac{d\xi'}{dx} = -l\xi'' + \frac{\partial \xi'}{\partial x}, \quad \frac{d\xi}{dx} = -l\xi' + \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad \frac{d^2\xi}{dx^2} = l^2\xi'' - 2l\frac{\partial \xi'}{\partial x} - l'\xi', \ldots,$$
$$\frac{d\theta}{dx} = -l\theta', \ldots;$$

et les équations (1) deviendront, vu (2),

$$\left[(l - V_x)\frac{\partial}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial}{\partial z} + \frac{l'}{2}\right](\xi', \eta', \zeta') = (l, m, n)\frac{\theta'}{2}.$$

Multipliées par dt et intégrées *sur place*, à partir d'un instant où le repos régnait encore en (x, y, z), elles seront :

$$(3) \quad \left[(l - V_x)\frac{\partial}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial}{\partial z} + \frac{l'}{2}\right](\xi, \eta, \zeta) = (l, m, n)\frac{\theta}{2}.$$

On peut, dans les premiers membres où figurent partout soit des dérivations en ∂, soit le petit facteur l', réduire ξ, η, ζ aux projections de l'élongation transversale δ, c'est-à-dire négliger les projections de la petite composante longitudinale, proportionnelle au trinome $l\xi + m\eta + n\zeta$.

IV. Multiplions d'abord les équations (3) par le double des trois projections, ξ, η, ζ de δ, et ajoutons. Il viendra la relation capitale :

$$(4)\quad (l - V_x)\frac{\partial \,.\, \delta^2}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial \,.\, \delta^2}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial \,.\, \delta^2}{\partial z} + l'\delta^2 = 0,$$

qui, en appelant φ' le produit $\sqrt{l - V_x}\,\delta$, peut s'écrire :

$$(5)\quad (l - V_x)\frac{\partial \,.\, \varphi'^2}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial \,.\, \varphi'^2}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial \,.\, \varphi'^2}{\partial z} = 0.$$

Celle-ci exprime que, *sur une même onde suivie dans son mouvement, la quantité φ'^2 se conserve le long des chemins ayant leurs cosinus directeurs proportionnels à $l - V_x, m - V_y, n - V_z$*. Ces chemins sont donc les *rayons lumineux*.

Or chacun d'eux est contenu dans un plan normal aux couches du corps, savoir le plan perpendiculaire à la droite dont les cosinus directeurs sont entre eux comme $(0, V_z - n, m - V_y)$; car les produits respectifs de ceux-ci par $l - V_x$, $m - V_y$, $n - V_z$ ont leur somme nulle. De plus, le carré du sinus de l'angle i de ces chemins avec l'axe des x a évidemment pour expression :

$$\frac{(m - V_y)^2 + (n - V_z)^2}{(l - V_x)^2 + (m - V_y)^2 + (n - V_z)^2},$$

ou, d'après (2), vu que les carrés de V_x, V_y, V_z sont négligeables,

$$\frac{(m - V_y)^2 + (n - V_z)^2}{N^2}.$$

Et l'on a

$$(6)\qquad N^2 \sin^2 i = (m - V_y)^2 + (n - V_z)^2 = C^{te};$$

de sorte que la loi de Descartes sur la proportion des sinus se trouve également vérifiée. *Le principe de Fermat s'applique* donc bien comme si le corps était en repos.

V. Ajoutons maintenant les équations (3), multipliées respectivement par les cosinus directeurs λ, μ, ν de la droite perpendiculaire tout à la fois à δ et à la normale à l'onde. Le second membre sera nul ; et en appelant $\partial_r\xi$, $\partial_r\eta$, $\partial_r\zeta$ les accroissements élémentaires des projections ξ, η, ζ le long du rayon lumineux, obtenus en suivant une même onde dans sa propagation, c'est-à-dire sans que la variable principale change, il viendra :

$$(7)\qquad \lambda\partial_r\xi + \mu\partial_r\eta + \nu\partial_r\zeta = 0.$$

On aura donc, tout à la fois,

$$\lambda\xi + \mu\eta + \nu\zeta = 0, \quad \lambda(\xi + \partial_r\xi) + \mu(\eta + \partial_r\eta) + \nu(\zeta + \partial_r\zeta) = 0.$$

En d'autres termes, *l'élongation transversale* δ, *sur une même onde suivie le long d'un même rayon, tourne sans cesse dans le plan qui contient la normale actuelle à l'onde.* Ainsi, tandis que la formule (4) déterminait le changement élémentaire de l'élongation principale δ en chaque point d'une onde, la relation (7) détermine son changement d'orientation, dont dépend le mode de polarisation du rayon lumineux. La translation V y influe quelque peu, ou fait tourner le plan de polarisation, comme l'avait pressenti Fizeau dans une question analogue ; car elle disjoint le rayon d'avec la normale à l'onde et empêche l'élongation δ de se mouvoir dans le plan du rayon.

Lorsqu'il n'y a pas de translation V, l'onde, constamment perpendiculaire à un rayon compris dans le plan d'incidence, tourne, pour prendre sans cesse son orientation, autour de la droite, passant par le rayon, qui est normale au plan d'incidence. Or l'azimut α de l'élongation δ est, sur l'onde même, l'angle de δ avec cette droite. Si alors on considère deux positions consécutives de α, la première, vu la rectangularité du mouvement élémentaire de δ par rapport au plan de l'onde, est la projection de la deuxième, projection effectuée sous l'angle *infiniment petit* dont a tourné l'onde et, *dès lors*, comme on sait, en vraie grandeur, sauf erreur du second ordre. Donc *l'azimut de polarisation se conserve.*

VI. Pour former une troisième combinaison linéaire simple des équations (3) et compléter ainsi leur interprétation géométrique, multiplions-les, enfin, par $2l$, $2m$, $2n$ et ajoutons, en introduisant, aux premiers membres, les dérivées $\frac{\partial}{\partial(x, y, z)}$ du trinome $l\xi + m\eta + n\zeta$, qui s'y trouve identiquement nul. Il vient :

$$-2(l - V_x)\xi l' = (l^2 + m^2 + n^2)\theta,$$

ou bien, par la substitution à $l^2 + m^2 + n^2$ et à $(l - V_x)l'$ de leurs valeurs déduites de (2),

$$(8) \qquad \theta = -2\frac{N'}{N}\left(1 - 2\frac{lV_x + mV_y + nV_z}{N^2}\right)\xi.$$

Remplaçons-y θ, c'est-à-dire $\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz}$, par son expression

IV. Multiplions d'abord les équations (3) par le double des trois projections, ξ, η, ζ de δ, et ajoutons. Il viendra la relation capitale :

$$(4)\quad (l - V_x)\frac{\partial\,.\,\delta^2}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial\,.\,\delta^2}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial\,.\,\delta^2}{\partial z} + l'\delta^2 = 0,$$

qui, en appelant φ' le produit $\sqrt{l - V_x}\,\delta$, peut s'écrire :

$$(5)\quad (l - V_x)\frac{\partial\,.\,\varphi'^2}{\partial x} + (m - V_y)\frac{\partial\,.\,\varphi'^2}{\partial y} + (n - V_z)\frac{\partial\,.\,\varphi'^2}{\partial z} = 0.$$

Celle-ci exprime que, *sur une même onde suivie dans son mouvement, la quantité φ'^2 se conserve le long des chemins ayant leurs cosinus directeurs proportionnels à $l - V_x$, $m - V_y$, $n - V_z$.* Ces chemins sont donc les *rayons lumineux.*

Or chacun d'eux est contenu dans un plan normal aux couches du corps, savoir le plan perpendiculaire à la droite dont les cosinus directeurs sont entre eux comme $(0, V_z - n, m - V_y)$; car les produits respectifs de ceux-ci par $l - V_x$, $m - V_y$, $n - V_z$ ont leur somme nulle. De plus, le carré du sinus de l'angle i de ces chemins avec l'axe des x a évidemment pour expression :

$$\frac{(m - V_y)^2 + (n - V_z)^2}{(l - V_x)^2 + (m - V_y)^2 + (n - V_z)^2},$$

ou, d'après (2), vu que les carrés de V_x, V_y, V_z sont négligeables,

$$\frac{(m - V_y)^2 + (n - V_z)^2}{N^2}.$$

Et l'on a

$$(6)\qquad N^2 \sin^2 i = (m - V_y)^2 + (n - V_z)^2 = C^{te};$$

de sorte que la loi de Descartes sur la proportion des sinus se trouve également vérifiée. *Le principe de Fermat s'applique* donc bien comme si le corps était en repos.

V. Ajoutons maintenant les équations (3), multipliées respectivement par les cosinus directeurs λ, μ, ν de la droite perpendiculaire tout à la fois à δ et à la normale à l'onde. Le second membre sera nul; et en appelant $\partial_r\xi$, $\partial_r\eta$, $\partial_r\zeta$ les accroissements élémentaires des projections ξ, η, ζ le long du rayon lumineux, obtenus en suivant une même onde dans sa propagation, c'est-à-dire sans que la variable principale change, il viendra :

$$(7)\qquad \lambda\partial_r\xi + \mu\partial_r\eta + \nu\partial_r\zeta = 0.$$

On aura donc, tout à la fois,

$$\lambda\xi + \mu\eta + \nu\zeta = 0, \quad \lambda(\xi + \partial_r\xi) + \mu(\eta + \partial_r\eta) + \nu(\zeta + \partial_r\zeta) = 0.$$

En d'autres termes, *l'élongation transversale δ, sur une même onde suivie le long d'un même rayon, tourne sans cesse dans le plan qui contient la normale actuelle à l'onde*. Ainsi, tandis que la formule (4) déterminait le changement élémentaire de l'élongation principale δ en chaque point d'une onde, la relation (7) détermine son changement d'orientation, dont dépend le mode de polarisation du rayon lumineux. La translation V y influe quelque peu, ou fait tourner le plan de polarisation, comme l'avait pressenti Fizeau dans une question analogue ; car elle disjoint le rayon d'avec la normale à l'onde et empêche l'élongation δ de se mouvoir dans le plan du rayon.

Lorsqu'il n'y a pas de translation V, l'onde, constamment perpendiculaire à un rayon compris dans le plan d'incidence, tourne, pour prendre sans cesse son orientation, autour de la droite, passant par le rayon, qui est normale au plan d'incidence. Or l'azimut α de l'élongation δ est, sur l'onde même, l'angle de δ avec cette droite. Si alors on considère deux positions consécutives de α, la première, vu la rectangularité du mouvement élémentaire de δ par rapport au plan de l'onde, est la projection de la deuxième, projection effectuée sous l'angle *infiniment petit* dont a tourné l'onde et, *dès lors*, comme on sait, en vraie grandeur, sauf erreur du second ordre. Donc *l'azimut de polarisation se conserve*.

VI. Pour former une troisième combinaison linéaire simple des équations (3) et compléter ainsi leur interprétation géométrique, multiplions-les, enfin, par $2l$, $2m$, $2n$ et ajoutons, en introduisant, aux premiers membres, les dérivées $\frac{\partial}{\partial(x, y, z)}$ du trinome $l\xi + m\eta + n\zeta$, qui s'y trouve identiquement nul. Il vient :

$$-2(l - V_x)\xi l' = (l^2 + m^2 + n^2)\theta,$$

ou bien, par la substitution à $l^2 + m^2 + n^2$ et à $(l - V_x)l'$ de leurs valeurs déduites de (2),

$$(8) \qquad \theta = -2\frac{N'}{N}\left(1 - 2\frac{lV_x + mV_y + nV_z}{N^2}\right)\xi.$$

Remplaçons-y θ, c'est-à-dire $\frac{d\xi}{dx} +$ … par … ion



Haruji...

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — JANVIER 1903.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de **17 francs** pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de **M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

ces deux relations deviendront :

$$(8) \qquad \frac{P}{I}\frac{\partial I}{\partial x} + \frac{Q}{I}\frac{\partial I}{\partial y} + \frac{R}{I}\frac{\partial I}{\partial z} = 0, \qquad P dl + Q dm + R dn = 0.$$

La première montre que l'amplitude I se conserve, dans chaque onde plane, suivant la direction (P, Q, R) ; et la seconde, rapprochée de l'équation $x dl + y dm + z dn = 0$, fait voir que les coordonnées x, y, z du point de contact de cette onde avec son enveloppe sont proportionnelles à P, Q, R, ou que le rayon vecteur tiré de l'origine au point de contact a bien cette direction *suivant laquelle le mouvement se transmet*, en d'autres termes qu'il trace le *rayon lumineux*.

V. Il suffit, on le voit, que l'équation en l, m, n, soit débarrassée du symbole $\sqrt{-1}$, et qu'elle admette des racines réelles quand l, m, n reçoivent les rapports mutuels soit donnés, soit voisins de ceux-là, pour que des ondes planes persistantes, ou d'une amplitude I se conservant à toute distance *dans le sens des rayons*, soient possibles. Elles seront, de plus, délimitables *latéralement* d'une manière arbitraire ; car, dès que I sera invariable le long des rayons, ou que la première équation (8) se trouvera vérifiée, les relations (4) se réduiront à deux distinctes ; et l'on y satisfera, quelles que soient les petites dérivées $\frac{\partial (L, M, N)}{\partial (x, y, z)}$, par d'imperceptibles altérations des rapports mutuels de L, M, N, c'est-à-dire par d'insignifiants changements des trajectoires de l'éther ou des différences de phase qu'y offre le mouvement projeté sur les divers axes.

SUR L'EXCITATEUR DE HERTZ ;

Par M. R. SWYNGEDAUW (1).

Première partie.

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES ET DISCUSSION DES EXPÉRIENCES ANTÉRIEURES.

La belle théorie de la résonance multiple de MM. H. Poincaré et Bjerknès a provoqué un très grand nombre de travaux expérimentaux sur l'excitateur de Hertz.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 5 avril 1902.

La plupart des observateurs ont conclu que le mouvement de l'électricité était pendulaire amorti; je ne crois pas que ces conclusions soient justifiées. J'en donnerai d'abord les raisons théoriques, et je discuterai les résultats contradictoires; enfin, j'exposerai dans une deuxième partie mes recherches expérimentales.

Étude théorique préliminaire. — Une conséquence simple de l'hypothèse du mouvement pendulaire de l'électricité dans l'excitateur est que les zéros du courant se suivent tous à intervalles égaux, en d'autres termes que toutes les oscillations simples du courant ont la même durée.

Cette hypothèse ne peut pas être rigoureusement vraie. En effet, dans un mémoire antérieur (¹), j'ai démontré que l'équation des décharges de Thomson ne pouvait s'appliquer aux premiers instants de la décharge et, en particulier, que la durée de la première oscillation simple du courant de décharge était plus grande que celle des suivantes pour des décharges de condensateurs quelconques, même lorsque la capacité est très grande. La démonstration de cette proposition découle de l'application des lois de l'induction au circuit conducteur métallique du condensateur au début de la décharge.

Malgré cela, l'expérience n'avait pas jusqu'en ces derniers temps confirmé cette proposition; mais elle vient d'être nettement démontrée par M. Tissot (²) par la méthode du miroir tournant. Ce physicien a trouvé, notamment avec des décharges de condensateur de 480 centimètres de capacité, que la première oscillation est franchement plus longue que la suivante; si la première est représentée par 59, la deuxième l'est par 53; donc, pour des décharges dont la capacité est de quelques centaines de centimètres, la première oscillation est nettement plus longue que les suivantes; mais qu'arrivera-t-il si on réduit la capacité à quelques centimètres, 7 ou 8, comme dans l'excitateur de Hertz? Pour s'en rendre compte, examinons ce qui se passe dans l'intervalle explosif.

Avant la décharge, la résistance de cet intervalle est infinie; une étincelle éclate, l'électricité traverse le diélectrique, l'étincelle devient conductrice. Pour une décharge de condensateur ordinaire, cette résistance devient même très faible par rapport à quelques ohms, si l'on se rapporte aux expériences bien connues de Riess sur

---

(¹) *C. R.*, 16 juillet 1894; et *Archives des Sc. Phys. de Genève*, mai 1897.
(²) Tissot, *C. R.*, t. CXXXIII, p. 929; 1901.

la décharge. Or l'espace explosif est un diélectrique, la résistance du canal lumineux qui constitue l'étincelle a une valeur bien déterminée pour une température, une section et une longueur données, et diminue quand la température s'élève.

Considérons la décharge d'un condensateur dans un circuit métallique présentant un intervalle explosif où éclate une étincelle. Pour que les oscillations soient possibles dans ce circuit, la résistance totale (étincelle comprise) doit être inférieure à la résistance critique, et, puisque la résistance de l'étincelle est infinie au début, la décharge n'est pas oscillatoire; il faut que la température de l'étincelle devienne supérieure à une certaine valeur déterminée θ pour que les oscillations soient possibles.

Il faudra donc que la décharge du condensateur commence par échauffer l'étincelle à cette température et dépense à cet effet une énergie w.

Cette énergie w peut être supérieure, égale ou inférieure à l'énergie potentielle initiale W du condensateur.

Si $w < W$, les oscillations sont possibles; mais, si $w > W$, les oscillations sont impossibles.

W étant donné par la relation $W = \frac{1}{2} CV^2$, C étant la capacité du condensateur, V le potentiel auquel on l'a chargé, si on laisse V constant et que l'on diminue d'une façon continue la capacité du condensateur, W diminue d'une façon continue, et il arrive un moment où $W < w$, de sorte que la décharge d'un condensateur oscillatoire pour les grandes capacités deviendra continue pour des capacités suffisamment petites; je remarque en passant que cette conclusion est contraire à celle que l'on déduit de l'équation de Thomson, parce que l'on suppose les résistances constantes.

Dans les décharges de condensateur de faible capacité, le rôle de cette étincelle devient donc prépondérant; elle empêche complètement les oscillations et modifie, en général, *la loi de décharge qu'indique l'équation de Thomson d'autant plus que la capacité du condensateur est plus faible.*

Ces considérations sont-elles applicables à l'excitateur de Hertz? La capacité de cet excitateur est-elle suffisamment petite pour que les conclusions précédentes soient valables?

Le calcul très simple suivant va nous en donner une idée.

Calculons d'abord l'énergie absorbée pour élever à 2000° une

étincelle de 1 centimètre de long, de section circulaire de $0^{mm},1$ de rayon dans l'atmosphère.

Soient q la chaleur absorbée, l la longueur et r le rayon de l'étincelle, d la densité absolue et c la chaleur spécifique de l'air, t la température; on a $q = \pi r^2 ldct$.

En prenant pour capacité calorifique de l'air 0,24, si on fait abstraction du rayonnement, l'énergie W dépensée pour chauffer l'étincelle serait $8{,}15 \times 10^3$ ergs. Si les pôles entre lesquels éclate l'étincelle ont de 2 à 3 centimètres de diamètre pour 1 centimètre de distance, le potentiel explosif est 100 C. G. S. environ. Si la capacité est de $7^{cm},5$:

$$W = 37{,}5 \times 10^3 \text{ ergs.}$$

On voit que, même en négligeant le rayonnement calorifique très intense, l'énergie w nécessaire pour échauffer l'étincelle à la température de 2000°, qui est certainement atteinte dans les étincelles même de très faible énergie w, est environ le quart de l'énergie totale W de l'excitateur de Hertz.

Pour des condensateurs de quelques unités C. G. S., la décharge sera donc considérablement influencée par la présence de l'étincelle.

Si, au contraire, la capacité du condensateur est de l'ordre de plusieurs centaines de centimètres, la modification produite par l'étincelle sera inappréciable.

J'ai montré antérieurement (1) que ces considérations permettent d'expliquer un grand nombre de faits accessoires sur l'activité des étincelles, je me bornerai à remarquer ici que toutes les circonstances qui augmentent w, sans augmenter dans les mêmes proportions l'énergie W, diminueront l'activité de l'excitateur; toutes celles qui augmenteront w, en augmentant dans des proportions plus fortes W, augmenteront l'activité de l'excitateur.

Quelle influence l'étincelle aura-t-elle sur la période d'oscillation? La décharge prendra le caractère d'une décharge oscillatoire dès que la résistance critique sera atteinte. Si la formule de Thomson est applicable, cette résistance est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} = 0.$$

(1) *C. R.*, 15 mars 1897; — *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, mai 1897.

M. Poincaré a calculé cette résistance pour l'excitateur de Hertz employé et a trouvé 969 ohms.

D'autre part, si la période d'oscillation était donnée par l'équation

$$\frac{\pi}{T} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}},$$

où T, L, C, R représentent respectivement la période, la self-induction, la capacité et la résistance du circuit, on voit que la période T diminuera et croîtra avec R.

Or, à mesure que l'étincelle s'échauffe, la résistance diminue ; on voit donc que la durée d'oscillation de l'excitateur va en décroissant depuis le début de la décharge ; l'oscillation la plus courte a une durée au moins égale à

$$Tn = \pi \sqrt{LC};$$

c'est la proposition que j'ai énoncée antérieurement (1).

Mais il est bien évident que, d'une part, l'intensité du courant de décharge diminuant de plus en plus au fur et à mesure que la décharge se poursuit, et, d'autre part, le rayonnement de l'étincelle étant très intense, il arrive un moment où l'échauffement du courant ne compense plus le rayonnement ; la résistance, après avoir atteint un minimum, décroît même avant la fin de la décharge, de sorte que, si on se rapporte à la proposition précédente, on peut dire qu'un excitateur hertzien émet une série de vibrations dont la durée va d'abord en décroissant jusqu'à un minimum, puis en croissant progressivement jusqu'à la fin de la décharge. Cet énoncé précise une idée de MM. Sarazin et Delarive, d'après laquelle l'excitateur émettrait une série de vibrations de périodes différentes (2).

Si l'énergie nécessaire pour échauffer l'étincelle n'est qu'une fraction négligeable de l'énergie totale, la variation de période sera insensible d'une oscillation à une autre. La variation de la période ne sera notable que pour les décharges de capacité de l'ordre de quelques centimètres.

Ces considérations supposent les formules de Thomson applicables aux décharges à résistance variable. Nous allons montrer que les conclusions que nous avons tirées restent vraies dans ce cas pour les décharges par étincelle.

---

(1) *C. R.*, 15 mars 1897.
(2) *Arch. des Sc. phys. et naturelles de Genève*, t. XXIII, p. 113.

M. Pétrowich a étudié mathématiquement l'équation des décharges dans un circuit où la résistance, la self-induction et la capacité sont variables d'une façon quelconque, et a montré dans quel cas la décharge devient oscillatoire et les oscillations plus courtes ou plus longues [1].

Nous appliquerons les règles qu'il a posées au cas actuel.

1° Les oscillations sont possibles pour une valeur de la résistance telle que la fonction

$$\varpi(t) = \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{2L}\frac{dR}{dt}$$

soit positive.

Nous remarquerons qu'à cause du terme en $\frac{dR}{dt}$ la résistance critique sera plus grande que celle qui est donnée par la formule de Thomson ; les oscillations commenceront dans l'étincelle plus tôt que ne le fait prévoir cette formule.

Si nous supposons, pour C, la valeur qu'elle a dans l'excitateur de Hertz, c'est-à-dire 7 unités électrostatiques C. G. S. ou encore $\frac{7}{9 \times 10^{11}}$ farad, $\frac{1}{C} = \frac{9 \times 10^{11}}{7}$, et, si la résistance varie seulement de 200 ohms en un milliardième de seconde, on voit que le terme $\frac{1}{2L}\frac{dR}{dt}$ égalerait le terme $\frac{1}{LC}$; or, au début de la décharge, la résistance passe de l'infini à une valeur relativement faible, quelques ohms, dans un temps de l'ordre du milliardième de seconde ; cette hypothèse n'a donc rien d'exagéré et reste probablement au-dessous de la vérité.

2° « Si M et N désignent respectivement les valeurs maxima et minima de la fonction $\varpi(t)$ dans l'intervalle θ, la charge du condensateur s'annulera un nombre de fois au moins égal à $\frac{\theta\sqrt{N}}{2\pi}$ et, au plus, égal à $\frac{\theta\sqrt{M}}{2\pi} + 1$. »

Si donc les oscillations successives de la décharge échauffent de plus en plus l'intervalle explosif, de sorte que les valeurs maxima et minima dans une oscillation soient plus grandes que dans celle qui

(1) *C. R.*, 1er mars 1897.

la précède, à cause des grandes variations de la fonction $\varpi(t)$, on peut en inférer que le nombre des oscillations, dans deux intervalles de temps successivement égaux, ira en croissant; la durée d'une oscillation diminuera si l'étincelle s'échauffe; elle augmente si l'étincelle se refroidit.

EXAMEN DES RÉSULTATS CONTRADICTOIRES.

Nos conclusions sont contredites par la plupart des expérimentateurs qui ont étudié l'excitateur hertzien.

La très grande majorité de ces résultats a été obtenue par une méthode d'intégration dont le principe est le suivant : on soumet un appareil à l'action d'un train d'ondes tout entier émané de l'excitateur. Le résultat observé est une somme mesurable d'effets instantanés non mesurables.

Cette méthode a été suivie par MM. Bjerknes (1), Rubens (2), Jones (3), Gutton (4), etc. D'après tous ces physiciens, l'hypothèse du mouvement pendulaire dans l'excitateur représente suffisamment l'expérience, au moins dans la portion de phénomène très restreinte correspondant à deux oscillations simples, seule accessible aux mesures.

Si on admet que ces résultats doivent être acceptés sans réserves, je ferai remarquer tout d'abord que les expérimentateurs se sont mis dans un cas très particulier d'oscillations très amorties se réduisant à deux ou trois oscillations ; les hypothèses faites dans les calculs le montrent suffisamment. Or la proposition générale présente, comme cas particulier, celui des deux premières oscillations égales. En effet, si l'onde est très amortie, on conçoit très bien que la température moyenne de l'étincelle puisse être inférieure, dans la seconde oscillation, à celle de la première ; les oscillations pourront être sensiblement égales et, comme ces deux premières oscillations sont les plus grandes en amplitude, il en résulte qu'elles forment la très grande partie de la somme que l'on veut mesurer.

D'ailleurs, les expériences ne sont représentées, très souvent, qu'avec une précision très faible par l'hypothèse pendulaire; il est

(1) Bjerknes, *Wied. Ann.*, t. XLIV, p. 513.
(2) Rubens, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 154.
(3) Jones, *Electrician*, t. XXVII, p. 258; et *Lumière électrique*, t. XLII, p. 190.
(4) Gutton, *Ann. Ch. et Ph.*, 7e série, t. XVIII, p. 5; 1899.

superflu, d'ailleurs, d'ajouter que, pour aucun des physiciens, ces expériences aient le caractère d'exactitude que l'on rencontre dans d'autres parties de la physique; mais, pour la plupart, ces expériences donnent uniquement *la valeur moyenne de la durée des oscillations émises par l'excitateur.*

Même en admettant que la méthode donne des résultats précis, la valeur des conclusions des expériences d'intégration laisse beaucoup à désirer. Il ne suffit pas, en effet, que l'intégrale d'une fonction soit conforme au résultat observé pour que la fonction supposée soit bien réellement celle qui représente le phénomène à un instant donné, car une infinité de fonctions satisfont à cette condition.

Les conclusions de la méthode d'intégration demandent à être appuyées par des expériences capables de donner la valeur *à un instant donné* d'une grandeur variable du phénomène.

M. Pérot (1) a comblé cette lacune en déterminant la valeur maximum de la différence de potentiel entre deux points d'un fil parcouru par une onde et comprenant entre eux une longueur de fil plus ou moins grande.

La conclusion a encore été favorable à l'hypothèse, la distance des maxima et des minima est bien la même, et les maxima et les minima ont bien été trouvés avec les valeurs calculées d'après la théorie.

D'abord ces expériences ont été faites avec des oscillations très amorties, et je pourrais répéter ce que j'ai dit précédemment à ce propos; en second lieu, on n'a décelé de cette manière que les deux premiers maxima et le minimum intermédiaire; la conclusion manque donc de points d'appui.

D'ailleurs, la méthode expérimentale suivie est sujette à de graves critiques. La décharge éclate entre une pointe et un plan; l'excitateur de Blondlot étant en activité, on rapproche la pointe du plan jusqu'à produire un flux continu d'étincelles.

Les distances *explosives statiques* seraient, d'après Warren de La Rue, proportionnelles aux carrés des potentiels explosifs; mais, dans les expériences de M. Pérot, les étincelles sont essentiellement *dynamiques.*

Or, j'ai démontré (2) depuis ces recherches que, pour que le potentiel explosif statique égale le potentiel explosif dynamique, il faut

(1) *C. R.*, t. CXIV, p. 165.

(2) Thèse, Paris, 1897; — *l'Éclairage électrique*, mai-juin 1897; — *J. de Phys.*, 3e *série*, t. VI, p. 306; 1897.

prendre des précautions sur lesquelles j'insisterai plus loin et qui n'étaient jamais prises avant la publication de mon travail ; en opérant par la méthode suivie jusqu'alors pour la mesure des distances critiques, on s'expose à des erreurs considérables qui peuvent atteindre l'ordre de grandeur de la quantité à mesurer elle-même. Les résultats de M. Pérot sont donc *incertains*.

M. Décombe (1) a exécuté depuis des expériences dans lesquelles il mesurait la durée des oscillations dans l'étincelle, directement, à l'aide du miroir tournant.

Il s'est particulièrement attaché à rendre la période la plus courte possible, et il a pu réaliser ainsi les fréquences de 1 à 5 millions de secondes, bien voisines des fréquences des vibrations hertziennes. Il a montré que les oscillations d'une même décharge étaient sensiblement de même durée, ce qui justifiait l'hypothèse du mouvement pendulaire amorti.

Malheureusement, pour rendre l'étincelle photographiable, il fallait augmenter son intensité lumineuse et prendre un condensateur de capacité notablement plus grande que celle de l'excitateur de Hertz.

En effet, le condensateur de M. Décombe (2) se composait de 12 plaques de $28^{cm},9$ de long sur $15^{cm},7$ de large, plongées dans de l'huile. En admettant pour constante diélectrique 2, on trouve que son condensateur a une capacité de 399 centimètres environ, par conséquent 50 fois plus grande que celle du vibrateur de Hertz. Il en résulte donc que, pour une même distance explosive, il y a une énergie 50 fois plus grande. Quoique dans les expériences de M. Décombe l'étincelle éclate dans l'huile, le raisonnement précédent s'applique encore ; car nous pouvons comparer le condensateur de M. Décombe à l'excitateur de Sarazin et Delarive, qui est celui de Hertz, avec étincelle dans l'huile.

Si l'énergie nécessaire pour échauffer l'étincelle est une fraction notable de l'énergie totale de l'excitateur de Hertz, cette même énergie ne sera qu'une fraction inappréciable de l'énergie totale dans les expériences de M. Décombe, de sorte qu'il ne faut pas s'étonner que ce physicien ait trouvé pour les oscillations successives de l'étincelle des durées sensiblement égales.

---

(1) Décombe, *Ann. de Chimie et Physique*, t. XIII, 7e série, p. 156 ; 1898.

(2) Décombe, *loc. cit.*, p. 187.

Les conclusions de M. Décombe, valides pour des décharges de grande capacité, *ne peuvent être étendues aux décharges hertziennes et ne contredisent donc pas mes propres conclusions, mais les vérifient.*

Récemment M. Tissot [1], en perfectionnant la méthode du miroir tournant et mesurant micrométriquement la durée des oscillations successives de l'excitateur, a nettement vérifié une partie des conséquences théoriques de ce mémoire.

Dans les tableaux suivants, on a consigné les intervalles des oscillations pour une distance explosive de 1 centimètre. Les nombres représentent en centièmes de millimètre, avec une capacité de 480 centimètres, les intervalles des oscillations sur la plaque photographique :

N° d'ordre des intervalles	1	2	3	4	5	6
Longueur des intervalles	59	53,2	51,4	50,7	50,4	4,98

et avec une capacité de 900 centimètres :

N° d'ordre des intervalles	1	2	3	4	5	6
Longueur des intervalles	65,5	62,5	61,6	60,8	60,5	59,8

Ainsi donc, les durées des oscillations vont en diminuant pour une décharge donnée ; et, lorsque la capacité augmente, la variation de la durée des oscillations est moins grande.

Le rapport de la première oscillation à la sixième est de $\frac{59}{49,8} = 1,18$ pour la capacité 480 centimètres, elle est de 1,09 pour la capacité 900.

En outre, la période d'oscillation diminue quand la distance explosive augmente. Ainsi, pour les premières oscillations de la décharge, tous les faits sont d'accord avec la théorie.

L'auteur n'a pas réussi à étudier la durée des dernières oscillations, parce que les maxima et les minima ne sont plus nettement séparés.

Enfin, si on examine de plus près les nombres de M. Tissot, on voit que la période d'oscillation n'est pas do[illegible] par la formule de Thomson où les résistances sont n[illegible] T [illegible] = $\sqrt{L.C}$, où L est la self-induction et C la capaci[illegible] [illegible]lf est constante, la période T est proportion[illegible]

[1] Tissot, C. R., t. CXXXIII, p. 9[illegible]

période d'oscillation de la décharge de capacité 900 centimètres, $0,56 . 10^6$ la période de la décharge de capacité 480, le rapport des périodes est $\frac{0,68}{0,56} = 1,21$; il aurait dû être théoriquement $\sqrt{\frac{900}{480}} = 1,36$.

M. Miesler [1], qui a fait une étude soignée de la période des oscillations d'un condensateur, avait déjà signalé que la formule de Thomson ne s'applique plus lorsque la capacité devient de l'ordre de quelques centaines de centimètres.

Deuxième partie.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EXCITATEUR DE HERTZ.

I. *Principe de la méthode.* — Pour étudier les oscillations notablement plus rapides de l'excitateur de Hertz, le miroir tournant ne suffit plus ; j'ai eu recours à une sorte de méthode stroboscopique ; j'ai déterminé l'allongement de la distance explosive que provoque l'étincelle hertzienne I sur un autre excitateur E chargé à un potentiel toujours le même à des instants variables de la durée de la décharge du vibrateur de Hertz.

Pour appliquer cette méthode, il faut qu'à un instant quelconque de la décharge on puisse charger un excitateur au potentiel donné fixe et l'éclairer à ce même instant par la lumière émanée de l'excitateur.

Voici la description du dispositif d'expérience (*fig.* 1) :

Un excitateur de Hertz à plaques carrées P, P', de 40 centimètres de côté, est chargé par une machine de Holtz ; les centres de ces plaques sont à $1^m,10$ l'un de l'autre, et l'intervalle explosif I est formé par des boules de 3 centimètres de diamètre à une distance explosive de 1 centimètre environ.

En face des plaques P, P' du primaire, et à une distance de 2 à 3 centimètres, on place des plaques S, S' de 12 centimètres de diamètre du secondaire.

S est réunie à S' par un fil de cuivre de 160 mètres de long environ et de $0^{mm},8$ de diamètre.

En partant de S, le fil est sensiblement rectiligne sur une longueur

---

(1) *Sitz. Ber. der K. Wiener Akademie*, Abt. II^a, juli 1890, p. 579.

de 1 mètre environ, et forme ensuite un réseau *r* de 39 brins de fil en série parallèles et verticaux de 92 centimètres de long, et distants l'un de l'autre de 2 centimètres, supportés par des bâtons de verre implantés sur deux côtés opposés d'un cadre rectangulaire en bois; l'extrémité de ce réseau *r* est unie à une extrémité d'un réseau R de 18 fils de 7 mètres de long, tendus entre des tiges de verre supportées également par du bois; l'autre extrémité de R est unie à S'.

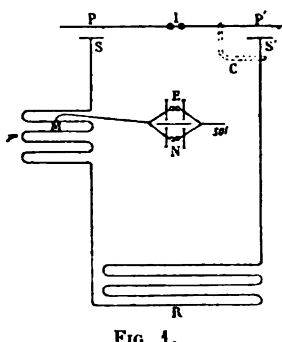


Fig. 1.

On voit par cette disposition que, si le primaire se décharge, la charge mise en liberté sur la plaque secondaire S se propage d'abord le long du réseau *r* et parcourt ensuite tout le réseau R avant d'arriver en S'. Au contraire, la charge mise en liberté en S' est obligée de parcourir le réseau R avant d'arriver sur le réseau *r*.

Pendant la durée du parcours du réseau *r* par la charge mise en liberté en S, on n'a pas à craindre les interférences de la charge de S', à cause de la longueur du réseau R, au moins trois fois plus grande que celle de *r*.

Nous allons nous servir de l'onde électrique mobile le long du fil SS' pour charger un excitateur E à boules à un potentiel donné à divers instants de la durée.

Pour cela, l'une des boules E_1 de E est réunie par un fil de cuivre à une canalisation de gaz et, en outre, à l'armature interne d'une batterie de plusieurs jarres, de capacité de quelques centièmes de microfarad, pour mieux assurer la constance du potentiel de ce pôle.

L'autre boule, E_2, est réunie par un fil de cuivre de 50 centimètres environ à l'un des points M du réseau *r* au moyen d'une pince à vis.

Au passage de l'onde le long du réseau, la boule E_2 se charge; une différence de potentiel se produit entre E_2 et E_1.

Nous comptons les temps à partir de l'instant où la décharge commence dans le vibrateur ; soit θ le temps nécessaire pour amener le pôle E au potentiel φ, lorsqu'il est uni au point S, origine du fil ; si l'amortissement de l'onde est négligeable, le même pôle E en communication avec un point M du réseau R, à une distance l du premier, sera chargé au même potentiel φ, au temps $\theta + \frac{l}{V}$, V étant la vitesse de propagation des ondes le long du fil.

D'autre part, l'excitateur E étant placé en face de l'intervalle explosif I du vibrateur à une distance $EI = d$, si V' représente la vitesse de propagation de la lumière, les radiations qui tombent sur l'excitateur sont émanées de l'étincelle un temps $\frac{d}{V'}$ auparavant.

On peut donc dire que, quand l'excitateur E se charge au potentiel φ, à l'instant $t = \theta + \frac{l}{V}$, la lumière qui tombe sur lui à cet instant sera partie de l'excitateur au temps $t' = \theta + \frac{l}{V} - \frac{d}{V'}$; si on laisse φ, θ et d constants, on voit qu'en faisant varier la longueur l du fil on éclairera l'excitateur E avec de la lumière partie de l'étincelle à des instants variables et déterminés de la durée.

Si l'action de la lumière ultra-violette se fait sentir en un temps très court, l'allongement de la distance explosive de l'excitateur E, pour un potentiel explosif déterminé, sera d'autant plus grand que l'intensité de la lumière qui frappe l'excitateur E sera plus intense à l'instant où il est chargé au potentiel φ. Si la décharge de l'excitateur est oscillante, l'allongement de la distance explosive E variera donc d'une manière continue, présentant des maxima et des minima correspondant aux maxima et aux minima de l'intensité lumineuse de l'étincelle, *les minima correspondant aux zéros de l'intensité du courant de décharge* (1).

Principe de la méthode de détermination des distances explosives. — Le problème consiste donc maintenant à déterminer la distance explosive de l'excitateur E pour un potentiel toujours le même. Pour cela, on se sert de la méthode des deux excitateurs dérivés que j'ai décrite antérieurement (2) et que je rappellerai brièvement.

---

(1) Nous examinerons plus loin cette hypothèse.

(2) Thèse, p. 7 ; — *Eclairage électrique*, 8 mai 1897, p. 295 ; ou *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 299 ; 1897.

Outre l'excitateur E, on prend un second excitateur N placé en dérivation entre les mêmes points que E; les pôles E_1 et N_1 de ces excitateurs sont réunis par des fils d'égale longueur à un fil commun qui communique avec le sol, comme il a été dit; les pôles E_2 et N_2 sont réunis à des fils de même longueur et même diamètre, à l'extrémité du fil qui va au point M du réseau; de cette manière, les excitateurs N et E sont à chaque instant au même potentiel, pendant la charge par l'onde qui passe dans le réseau, quoique le potentiel varie très rapidement d'un instant à l'autre.

Si on maintient N dans des conditions constantes et à l'abri des radiations ultra-violettes pour une distance explosive donnée, l'étincelle éclatera toujours en N pour le même potentiel inconnu, mais constant, à moins qu'elle n'éclate en E. Si donc on détermine deux distances explosives de E très voisines l'une de l'autre, d_1 et $d_2 = d_1 + \varepsilon$, telles que, pour toute étincelle qui éclate au vibrateur, on observe que, pour d_1, l'étincelle éclate en E, et, pour d_2, elle éclate en N, il est évident que la distance explosive de E, pour le potentiel explosif N, sera comprise entre d_1 et d_2; elle sera d_1 par défaut, d_2 par excès. En résumé, si l'expérience, telle que je viens de la décrire, est susceptible de précision, on pourra déterminer la distance explosive de E éclairé par les radiations ultra-violettes émanées de I à un instant quelconque de la décharge, et, pour un potentiel constant, le potentiel explosif de N.

II. *Précautions expérimentales.* — Si on se bornait, sans les précautions spéciales que je décrirai tout à l'heure, à faire éclater des étincelles à l'excitateur principal I et à chercher à déterminer les deux distances d_1 et d_2, comme il a été dit, on trouverait les résultats les plus incohérents et les plus décourageants. J'ai démontré en effet qu'on peut faire éclater des étincelles dynamiques à un excitateur pour une même distance explosive, pour des potentiels variant du simple au double et même au triple, surtout aux faibles distances explosives.

Pour que l'expérience soit réalisable, il faut observer strictement les règles que j'ai énoncées pour la détermination rationnelle d'une distance critique ou d'une distance explosive dynamique [1], à savoir :

1° Entourer avec le plus grand soin par des écrans opaques pour

---

[1] Thèse, p. 29; — *Eclairage électrique*, 22 mai 1897, p. 402; — *J. de Phys.*, *loc. cit.*, p. 306.

les radiations ultra-violettes les excitateurs chargés dynamiquement;

2° Faire éclater les étincelles une à une à intervalles de temps égaux, une minute environ l'une de l'autre;

3° Polir chaque excitateur chargé dynamiquement après chaque étincelle d'une feuille de papier d'émeri très fin (00 par exemple), de façon à enlever les traces d'oxyde, qui ternissent l'excitateur après chaque étincelle. Il suffit de passer pour cela le papier d'émeri fin entre les deux pôles montés solidement sur leurs supports isolants bien fixes eux-mêmes et de frotter légèrement; si les boules sont en laiton, la couche d'oxyde produite par l'étincelle s'enlève très facilement. Dans les dernières expériences, j'ai même remplacé le papier d'émeri par la peau de chamois. Les distances explosives que nous avons à mesurer étant très faibles, une nouvelle difficulté s'ajoute à toutes les autres: le frottement du papier d'émeri même très fin déforme les pôles, de sorte que, au bout d'un certain nombre d'expériences, les pôles doivent être rejetés; en recommençant une même série de déterminations, on trouve des nombres discordants; c'est pour cela que, dans mes dernières expériences, j'avais remplacé le papier d'émeri par la peau de chamois. On éloignait les pôles montés sur tige et vis micrométrique, on les nettoyait en passant la peau sur les deux surfaces, on ramenait ensuite les pôles au contact dont on s'assurait par une sonnette électrique, et on ramenait l'excitateur à la distance explosive voulue;

4° Mais toutes ces précautions sont encore insuffisantes. Pour que la distance explosive d'un excitateur E éclairé par la lumière ultra-violette soit bien déterminée, il ne suffit pas que le potentiel explosif et les conditions physiques soient les mêmes dans les expériences successives, il faut encore que la vitesse de variation du potentiel soit rigoureusement la même dans chaque expérience (1).

Dans ce but, on réunit les plaques P′ et S′ et le pôle de la machine de Holtz correspondant par une corde mouillée c; de cette manière, le système total des fils ayant un isolement médiocre par rapport au sol, les plaques P′, S′ et S seront toutes au potentiel du sol pendant la charge du vibrateur, tandis que la plaque isolée P du primaire se chargera à un potentiel toujours le même, le potentiel explosif statique très constant de l'intervalle explosif du vibrateur. De cette

(1) Swyngedauw, *C. R.*, 11 mai 1896; et Congrès de Physique, Paris, 1900, t. III, p. 718.

façon, on fait disparaître les variations inévitables dans le potentiel absolu de chacune des plaques du primaire, qui (comme on peut le constater lorsque la corde sèche) changeraient les distances explosives et rendraient les déterminations incertaines;

5° La variation de la distance explosive de l'excitateur E éclairé avec la vitesse de variation du potentiel fait que l'on doit choisir pour distance explosive de l'excitateur non éclairé, N, une distance suffisamment petite par rapport à sa distance critique; car, si on omet cette précaution, on n'observe plus ni maxima ni minima.

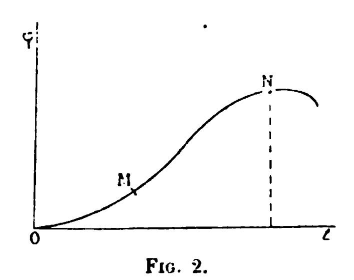


Fig. 2.

Pour se rendre compte de ce fait, considérons la courbe qui représente la variation du potentiel avec le temps de l'excitateur E; elle est de la forme donnée par la *fig.* 2. J'ai démontré antérieurement que, si l'excitateur N est à la distance critique, l'excitateur E ne se décharge pas pour un potentiel constant lorsqu'on l'éclaire avec de la lumière ultra-violette d'intensité variable; l'étincelle E éclate pour un potentiel très inférieur au potentiel maximum, si l'excitateur est très fortement éclairé, et au potentiel maximum, s'il l'est faiblement ([1]).

Nous ne sommes plus dans les conditions indiquées, et la distance explosive de E, éclairé par des intensités très différentes, varie très peu; il en est encore de même pour tout point de la région MN, car, la distance explosive croissant à la fois avec le potentiel et la vitesse de variation du potentiel, on voit que, si l'étincelle éclate pour deux potentiels différents de la région MN, c'est pour le potentiel le plus faible que la vitesse de variation est la plus forte et inversement; les deux effets se contre-balancent. Mais, si on choisit pour N une distance explosive assez petite, on se trouvera dans la région OM de la courbe de charge, où le potentiel et la vitesse de variation du

([1]) Thèse, p. 20, et *Éclairage électrique*, *loc. cit.*

potentiel vont tous les deux en croissant ; les deux effets s'ajouteront ; il faudra par tâtonnement chercher la distance explosive N, qui donnera pour E les variations les plus accentuées ;

6° On a diminué autant que possible la capacité des excitateurs E et N en les réduisant à des boules en laiton de $1^{cm},65$ de diamètre, montées sur deux tiges de fibre, vissées elles-mêmes sur des branches d'excitateur munies de vis micrométriques (1) ;

7° Il ne faut pas oublier que, pour avoir des résultats comparables, il faut que toutes les parties des excitateurs et du condensateur gardent rigoureusement leurs distances respectives dans les diverses opérations que nécessite une détermination complète des positions des minima et des maxima, qui dure plusieurs heures.

III. *Résultats et conclusions des expériences.* — On observe scrupuleusement les précautions précédentes. Les excitateurs dérivés sont identiques et ont des pôles de $1^{cm},65$ de diamètre ; on les réunit au réseau *r* en fixant la petite pince à vis qui termine le fil ME au milieu de chacun des brins de fil de *r*.

E est à une distance de I d'une dizaine de centimètres.

La distance explosive de I = 1 centimètre environ, celle de N était de $0^{m},20$.

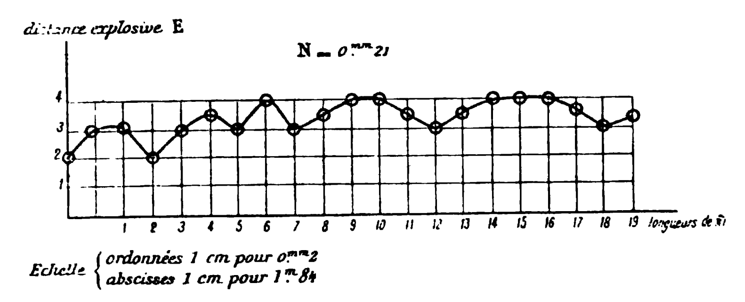


Fig. 3.

Les autres données étaient celles décrites précédemment. Les résultats sont représentés par la courbe ci-contre (*fig.* 3) ; les abscisses sont proportionnelles aux longueurs de fil, S, M. Les points 1, 2, 3 se rapportent au milieu des brins de fil numérotés 1, 2, 3 ; les ordonnées sont proportionnelles aux distances explosives.

Dans d'autres séries d'expériences, N ayant une distance explosive

(1) Thèse, p. 12, et *l'Éclairage électrique, loc. cit.*

fixe, on donnait à E une distance explosive également fixe et on faisait communiquer son pôle isolé successivement avec divers brins de fil successifs du réseau r ; de cette manière, on pouvait localiser les maxima et les minima dans une région comprenant plusieurs brins de fil. On rétrécissait cette région pour les minima en diminuant la distance explosive, pour les maxima en l'augmentant ; on retrouvait la même disposition des maxima et des minima que dans la première méthode.

Résultats. — 1° *Les minima de la courbe des distances explosives de l'excitateur ne sont pas équidistants.* — Si on excepte l'intervalle qui correspond entre le zéro initial de l'intensité et le premier minimum dans ces expériences, les intervalles des zéros comprennent 3, 2, 5, 6 brins de fil ; ils sont donc entre eux comme 3, 2, 5, 6 ; dans un autre cas, j'ai trouvé, 2, 2, 4, 6, 7, 8 ; mais, comme les déterminations ne sont faites, en général, qu'à une longueur de brin de fil près, on peut dire que ces deux déterminations sont identiques.

Le premier intervalle ne peut pas être rigoureusement déterminé, nous ne pouvons en déterminer qu'une partie. Dans la *fig.* 3, les points déterminés expérimentalement sont indiqués ; la partie qui est à gauche de 1 représente une longueur de $1^m,80$ de deux brins de fil.

Comme, au début de la décharge, l'intensité de la lumière émise est nulle, on peut donc dire que le premier intervalle est notablement plus grand que le second ; nous avons fait plusieurs fois cette constatation.

Nous pouvons donc, conformément à notre interprétation, énoncer les résultats de la manière suivante :

La durée des oscillations simples successives de l'excitateur décroît d'abord jusqu'à la deuxième et la troisième, puis va en croissant régulièrement jusqu'à la fin de la décharge ; la durée varie du simple au double et même au triple et au quadruple. L'oscillation la plus courte correspond à $0,6 \times 10^9$, qui est sensiblement la période d'oscillation de l'excitateur de Hertz employé, calculée d'après M. Poincaré [1].

2° La distance des minima varie quand on change la capacité de l'excitateur. Si, par exemple, la capacité devient plus petite, on constate que les oscillations sont plus rapides ; on constate le même phé-

[1] *Les Oscillations électriques*, chez Carré et Naud, Paris, 1894, p. 46.

nomène si on remplace l'excitateur à plaques par un vibrateur formé par deux sphères de 12 centimètres de diamètre, dont l'une communique avec le pôle isolé d'une machine de Holtz, l'autre, identique à la précédente, placée sur le même support de façon à présenter un intervalle explosif de 1 centimètre environ et unie au fil métallique et au réseau r, l'autre extrémité du fil communiquant avec le pôle de la machine de Holtz qui est au sol; les oscillations se produisent dans ces conditions et leur durée minimum est de 2 à 3 fois plus petite que dans le cas précédent.

3° *Influence de la distance explosive de* N. — Le potentiel explosif auquel éclate l'étincelle en E est le potentiel explosif de N. Si on augmente la distance explosive de ce dernier, les potentiels explosifs de N et de E croissent aussi, et le temps θ, qu'il faut pour charger le point initial du réseau S à ce nouveau potentiel, croît également. Or, au moment où l'étincelle éclate à l'excitateur E, celui-ci est éclairé par la lumière partie de l'étincelle I au temps

$$t = \theta + \frac{l}{V} - \frac{d}{V};$$

pour une autre distance explosive de N et une autre longueur l', la lumière qui tombe sur l'excitateur E lorsque l'étincelle y éclate est partie de I au temps

$$t' = \theta' + \frac{l'}{V} - \frac{d}{V'};$$

on laisse d invariable dans les deux expériences.

Si la lumière qui frappe l'excitateur est partie de I au même instant de la décharge, on a :

$$\theta + \frac{l}{V} - \frac{d}{V'} = \theta' + \frac{l'}{V} - \frac{d}{V'},$$

c'est-à-dire

$$\theta' - \theta = \frac{l - l'}{V},$$

de sorte que, si $\theta' > \theta$, on a $l' < l$.

Ce qui veut dire que, si la distance explosive de N augmente, les minima reculent vers l'origine du fil; si N diminue, les minima s'éloignent de l'origine.

Les expériences représentées par la *fig.* 4 rendent bien compte de ce fait.

a) $N = \frac{3}{100}$ millimètre; le minimum se trouve entre l'origine 0 du réseau *r* et 30 centimètres;

b) $N = \frac{2}{100}$ millimètre; le minimum s'est déplacé entre 30 et 60 centimètres;

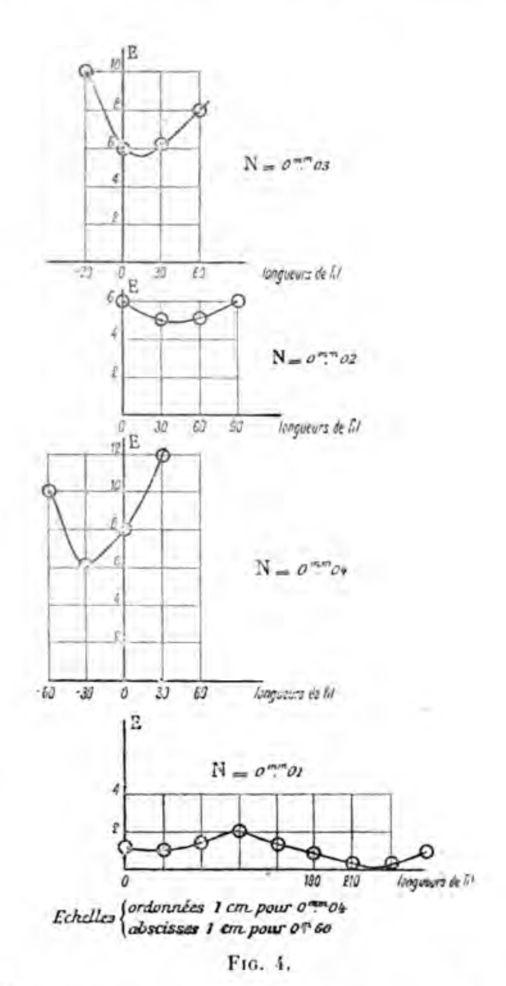


Fig. 4.

c) $N = \frac{4}{100}$ millimètre; le minimum se trouve déplacé en sens inverse vers le plateau S; il se trouve au voisinage de 30 centimètres en deçà de l'origine 0 du réseau;

d) $N = \frac{1}{100}$ millimètre; le minimum s'est déplacé sur le réseau en s'éloignant de l'origine et est situé entre $1^m,80$ et $2^m,10$.

Ces quatre séries d'expériences ont été faites dans l'ordre où je les ai transcrites. Je les ai répétées dans d'autres cas que je ne rapporte pas.

Remarquons en passant combien il est utile d'éviter toute lumière ultra-violette dans les expériences de Hertz, puisque la distance explosive de l'excitateur E peut être triple de celle de l'excitateur N identique pour un même potentiel. Ces dernières expériences ont été faites en frottant les pôles avec la peau de chamois (Voir p. 28).

Influence de la distance de l'excitateur E *à l'étincelle du vibrateur*. — Laissons N constant et déplaçons les excitateurs E et N parallèlement à eux-mêmes de façon à faire varier la distance $d = \mathrm{IE}$ du vibrateur. Si, dans un premier cas, la lumière qui tombe sur l'excitateur est émanée de l'excitateur au temps

$$t = \theta + \frac{l}{V} - \frac{d}{V'},$$

lorsque la distance d devient d' et lorsque $l = l'$, la lumière qui tombe sur l'excitateur est émanée de I à l'instant

$$t' = \theta + \frac{l'}{V} - \frac{d'}{V'}.$$

Si, dans les deux cas, la lumière part à l'instant du même minimum de lumière dans l'étincelle, on a :

$$t' = t$$

et

$$\theta + \frac{l}{V} - \frac{d}{V'} = \theta + \frac{l'}{V} - \frac{d'}{V'}$$

$$\frac{l - l'}{V} = \frac{d - d'}{V'}.$$

C'est-à-dire, lorsqu'on éloigne l'excitateur E du vibrateur, les minima s'éloignent sur le réseau;

Lorsqu'on approche l'excitateur E du vibrateur, les minima se rapprochent de l'origine du fil de propagation I.

L'expérience montre qu'il en est ainsi; de plus, on constate que $l - l' = d - d'$, c'est-à-dire le déplacement des minima sur le fil égale le déplacement de l'excitateur aux erreurs d'expérience près.

J'ai refait un assez grand nombre d'expériences, la plupart concluantes, sur ce point. On démontre ainsi, par une méthode qui n'est pas susceptible de grande précision, que la propagation dans le réseau se fait avec la vitesse de la lumière. J'avais espéré pouvoir comparer la vitesse des rayons X à la vitesse de l'onde électrique dans le fil, mais je n'ai pas réussi à produire les maxima et les minima.

Influence de l'amortissement de l'onde. — L'interprétation que nous avons donnée des expériences suppose que l'amortissement de l'onde est négligeable le long du réseau de fil. Pour contrôler cette hypothèse, nous avons mesuré, pour une distance explosive donnée au vibrateur de Hertz, la distance explosive maximum que nous pouvions obtenir entre les pôles de l'excitateur dérivé, non éclairé par les radiations ultra-violettes de l'excitateur, soit en mettant le pôle isolé de N en communication avec le premier ou le dernier fil du réseau *r*, l'autre pôle étant au sol. Nous avons remarqué que, si la distance explosive est $2^{mm},70$ dans le premier cas, elle est encore $2^{mm},50$ dans le second; l'onde ne s'est donc que très faiblement amortie dans le passage du réseau. L'interprétation semble donc légitime.

IV. *Objections.* — 1° Nous supposons que la lumière ultra-violette agit instantanément, c'est-à-dire que son action se fait sentir en un temps très court par rapport à une oscillation de l'excitateur; je crois que ces expériences peuvent servir à démontrer cette instantanéité ainsi comprise, car, si l'action mettait, pour s'exercer, un temps comparable à la période, comment les maxima et les minima seraient-ils nettement accentués? On aurait pour courbes des distances explosives une courbe continue sans oscillations nettement accusées.

2° Les minima de la distance explosive correspondent-ils rigoureusement aux zéros de l'intensité?

C'est là une objection qui se pose également dans la méthode du miroir tournant.

Il est bien certain que les minima ne correspondent pas rigoureusement aux zéros de l'intensité, mais cette objection est sans valeur dans le cas actuel, où les durées d'oscillations passent du double au triple.

On peut voir de quelle manière les minima d'intensité de lumière se déplacent par rapport aux zéros de l'intensité du courant de décharge.

Supposons, pour fixer les idées, que l'équation du courant soit celle d'un mouvement pendulaire amorti; nous admettons ce principe que

le maximum et le minimum d'intensité de la lumière de l'étincelle correspondent à la température maximum ou minimum. Or il est certain que la température croîtra aussi longtemps que la chaleur dégagée par le courant sera supérieure à la chaleur rayonnée; à cause de la variation relativement lente du courant à son maximum, le maximum lumineux de l'étincelle aura lieu au delà du maximum du courant.

De même, la température de l'étincelle baissera aussi longtemps que la chaleur dégagée par le courant ne sera pas supérieure à la chaleur rayonnée; cette dernière n'étant pas nulle, le minimum de l'intensité lumineuse aura lieu après le zéro du courant; mais, comme le courant varie très rapidement au voisinage de son zéro, le minimum lumineux est très voisin du zéro du courant et sera plus nettement accentué que le maximum.

Conclusion. — En résumé, les diverses conséquences de l'étude théorique de la première partie de ce travail sont vérifiées par l'expérience.

L'excitateur n'émet pas des vibrations de période unique; mais les oscillations successives ont des durées d'abord décroissantes, puis croissantes d'une façon continue jusqu'à la fin de la décharge [1].

PRÉPARATION DE LAMES MINCES MÉTALLIQUES PAR PROJECTION CATHODIQUE;

Par M. L. HOULLEVIGUE [2].

Les physiciens savent depuis longtemps que, dans les tubes à gaz raréfiés où jaillit l'effluve, les parois se ternissent peu à peu, par suite de la désagrégation des électrodes; cette propriété a été

---

(1) Cette conclusion n'infirme pas le principe de la théorie de la résonance multiple proposée par M. H. Poincaré et M. Bjerknes. Elle montre seulement que l'explication complète du phénomène est moins simple que ne le suppose l'hypothèse du mouvement pendulaire.

Enfin, il est possible qu'après que la décharge par étincelle a cessé, les deux branches inductrices de l'excitateur continuent à exécuter des oscillations de faible amplitude pour leur propre compte, comme le suppose M. Johnson (*J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 365; 1901).

(2) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 21 novembre 1902.

utilisée par Longden [1] pour préparer des résistances en platine, et par Boas [2] pour déposer, dans l'hydrogène raréfié, les métaux nobles. J'ai pu, de mon côté, en étudiant le phénomène des projections cathodiques, montrer qu'il constitue une méthode très générale pour fixer des pellicules métalliques sur un support conducteur ou isolant (métaux, fibre, ébonite, verre, etc.); en effet, onze métaux ont été jusqu'ici déposés par ce procédé, l'or, l'argent, le platine, le palladium, le cuivre, le fer, le nickel, le cobalt, le zinc, l'étain et le bismuth; et il est probable que la méthode peut s'appliquer à beaucoup d'autres.

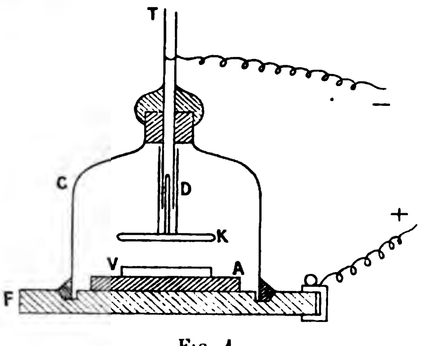


Fig. 1.

Les lames de verre métallisées étant les plus intéressantes à étudier, j'indiquerai tout d'abord le dispositif employé pour les obtenir. Une cloche en verre C (*fig.* 1), à bords inférieurs rodés, repose sur une plaque en fonte F où elle est scellée à la glu marine. Par la tubulure supérieure de C passe, à travers un bouchon de caoutchouc également mastiqué à la glu, un tube de laiton T relié à la trompe à mercure. Une tige de laiton s'engage dans T et porte à sa partie inférieure une lame K du métal à déposer. Un tube en verre D recouvre la tige et la partie de T contenue dans la cloche. La lame à métalliser V repose, en face de K, sur un disque d'aluminium A, placé lui-même sur F. Enfin T est relié au pôle — et F au pôle + du secondaire d'une bobine d'induction; on a utilisé, à cet effet, une bobine du type Ducretet à excitateur indépendant; mais il

(1) *Physical Review*, t. XI, p. 40-55 et p. 84-94.
(2) *Zeitschrift für Elektrotechnik*, t. XIII, p. 565-566.

est vraisemblable qu'un transformateur quelconque pourrait rendre les mêmes services.

Le réglage de la distance de K à V est important; la qualité du dépôt obtenu en dépend essentiellement, bien qu'en certains cas un bon dépôt puisse être obtenu pour des distances très variables; on peut recommander, comme règle générale, de placer la lame à métalliser à 15 millimètres environ au-dessous de la cathode.

L'appareil étant ainsi disposé, on fait fonctionner la trompe et on amène un vide compris entre 1/20 et 1/100 de millimètre; puis on fait fonctionner la bobine (avec 5 à 10 ampères au primaire); l'effluve illumine toute la cloche, et la cathode s'entoure d'un espace sombre (espace de Hittorff); mais le vide s'abaisse par dégagement des gaz occlus par la cathode; il faut interrompre plusieurs fois le fonctionnement de la bobine en laissant travailler la trompe. Il s'écoule ainsi, jusqu'à ce que la cathode ait été purgée de gaz, un temps fort variable d'un métal à l'autre, mais particulièrement long avec le platine et surtout avec le palladium; quand ce résultat est atteint, la cathode projette autour d'elle sa propre substance, dont la majeure partie va s'appliquer sur la lame de verre qui lui fait vis-à-vis; celle-ci se métallise rapidement, en même temps que toute la cloche s'échauffe; on arrête l'opération quand on juge que la pellicule déposée présente une épaisseur suffisante; on laisse refroidir, on fait rentrer l'air et on retire la lame métallisée.

Les pellicules préparées par ce procédé possèdent, suivant la durée de l'opération, tous les degrés de transparence ou d'opacité; elles possèdent en même temps le poli spéculaire et sont, en général, assez adhérentes pour pouvoir supporter le contact d'un blaireau, bien que, à cause de leur minceur extrême, il soit plus prudent de les épousseter à l'aide d'un jet d'air filtré à travers du coton; les dépôts de fer paraissent particulièrement tenaces et peu oxydables. Vus par transparence, la plupart des métaux présentent une couleur brune (couleur café); le cuivre est nettement vert, l'or d'un bleu verdâtre, l'argent violet; examinés par réflexion, ils présentent, surtout du côté verre, les irisations des lames minces.

L'épaisseur des couches métalliques déposées sur verre n'est pas uniforme, comme on peut s'en rendre compte en les examinant par transparence. En général, cette épaisseur est moindre au centre et suivant certaines lignes voisines des quatre coins de la plaque. Cet effet est particulièrement marqué lorsqu'on emploie des cathodes rec-

tangulaires de même dimension que la plaque (4 centimètres sur 5); avec des cathodes circulaires et des lames de verre rectangulaires, il est beaucoup moins accusé et certains dépôts obtenus avec ce dispositif ont paru présenter une épaisseur presque uniforme. L'emploi d'un disque de verre circulaire paraît donner une régularité plus grande encore.

En préparant les couches pelliculaires des différents métaux énumérés ci-dessus, j'ai été amené à faire certaines remarques utiles à signaler :

1° Les couches minces de platine et surtout de palladium paraissent être dans un état de distension extrême : une couche de palladium, parfaitement régulière et réfléchissante, examinée au microscope, s'est craquelée et fendillée en quelques secondes par l'humidité de la respiration ; le même effet s'est manifesté sur les bords d'une lamelle de platine;

2° Une pellicule de cuivre, verte par transparence, retirée chaude encore de la cloche où elle s'était formée, a subi une altération singulière : elle s'est transformée peu à peu en une substance très transparente, à peine jaunâtre, qui vraisemblablement était de l'oxyde ; cette transformation, commencée sur les bords, progressait vers l'intérieur par cristallisations arborescentes, mais elle se ralentit dès le lendemain et, depuis quatre mois, la lame est restée dans un état presque stationnaire, laissant inattaquée la plage centrale, plus mince que le reste de la pellicule. A cet arrêt dans l'oxydation, je ne vois, pour l'instant, qu'une explication vraisemblable, c'est que l'épaisseur de la plage centrale du métal était inférieure à la dimension minimum des cristaux d'oxyde ; il résulterait de là que le cuivre serait moins altérable en pellicules minces qu'en couches épaisses ; je me propose de contrôler cette hypothèse par l'expérience;

3° Des essais ont été faits et continués pendant sept jours pour obtenir un dépôt de carbone avec une cathode en aggloméré (charbon pour balais de dynamos) ; on n'a obtenu qu'une très mince pellicule, présentant de belles irisations, et soluble dans l'acide nitrique ; cette pellicule est probablement du cuivre provenant de la soudure de la cathode en charbon avec la tige qui sert à la soutenir.

Quelques essais ont, en outre, été faits avec les pellicules métalliques obtenues par projection cathodique ; je vais les rappeler brièvement : 1° Une pellicule de bismuth, munie de deux prises de courant, a été intercalée dans un pont de Wheatstone ; sa résistance,

égale à $26^{\omega},90$, n'a éprouvé aucune variation dans un champ magnétique de 2250 unités ; si elle s'était comportée comme la spirale de Lenard utilisée pour la mesure du champ, sa résistance aurait dû croître de $1^{\omega},4$. Il résulte de là que le bismuth obtenu par projection cathodique est insensible à l'action du champ magnétique. M. Leduc avait déjà remarqué que le bismuth électrolytique est d'autant plus sensible au magnétisme que sa structure cristalline est plus accusée ; il semble donc que le bismuth obtenu par projection cathodique soit complètement amorphe ; des essais en vue de lui donner le grain cristallin par recuit à 350° dans l'oléonaphte ont échoué, le métal ayant été profondément altéré par l'opération ;

2° Les lames transparentes de fer, placées normalement au champ d'un électro de Ruhmkorff, permettent de constater aisément l'existence du pouvoir rotatoire magnétique. Une variation de champ égale à 12.250 unités a produit une rotation positive égale à 1°,18′ (moyenne de 4 déterminations), déduction faite de la rotation due à la lame de verre qui sert de support ;

3° J'ai fait également sur certains dépôts transparents des essais que je puis indiquer, bien qu'ils m'aient donné un résultat négatif : Des lames translucides d'argent et de cuivre ont gardé la même résistance électrique dans l'obscurité ou à la lumière (image d'un bec Auer) naturelle ou polarisée. D'autre part, deux couches transparentes, l'une de fer, l'autre d'argent, en contact par leurs bords, ne donnent naissance à aucun effet photo-électrique, lorsque le contact fer-argent est exposé à la lumière.

De ce qui précède, il paraît résulter que les projections cathodiques peuvent, dès à présent, être utilisées avec profit dans les laboratoires de physique et par les constructeurs d'instruments scientifiques, pour obtenir des dépôts métalliques minces ; elles viennent en complément de la galvanoplastie, avec laquelle elles présentent quelques analogies. C'est pourquoi on pourrait donner le nom d'*ionoplastie* à l'ensemble des procédés décrits ci-dessus pour la préparation de ces dépôts métalliques.

PRÉCAUTIONS A PRENDRE POUR L'EMPLOI DES FILS DE COCON COMME FILS DE TORSION;

Par M. V. CRÉMIEU.

On sait que le fil tiré du cocon se compose de deux filaments à section sensiblement rectangulaire, que le ver étire et accole l'un à l'autre au moment même où il les utilise.

En même temps que le ver fabrique ce fil double, son corps produit des mouvements assez rapides de va-et-vient, de façon à former le feutrage très enchevêtré qui constitue les parois du cocon. Il en résulte que les deux brins qui composent chaque fil sont, au moment où ils se collent l'un à l'autre, dans un état de tension inégal. Chacun est dans un état voisin de celui d'un fil métallique recuit, qu'on aurait d'abord enroulé en boudin, puis partiellement redressé.

Les propriétés du fil de cocon dérivent de ce qu'il est formé de deux filaments de ce genre, collés l'un à l'autre sans qu'il y ait coïncidence entre leurs sinuosités respectives.

D'ailleurs, la substance qui compose chaque filament se comporte comme un corps visqueux, incomplètement solidifié, dénué d'élasticité proprement dite, et très hygroscopique. Dans les glandes où elle est produite, cette substance est à l'état de liquide visqueux; mais elle se coagule instantanément au contact de l'acide acétique [1]. La solidification des fils produits par le ver à soie doit être prodiguée par quelque réaction analogue.

On comprend par suite que la solidification, complète à la superficie du fil, n'atteigne pas le centre, ce qui permet de se rendre compte des propriétés, pour ainsi dire mixtes, du fil de cocon.

Suivant les variétés de ver, et elles sont très nombreuses, la section de chaque filament peut varier du rectangle aplati au carré. Les dimensions du filament sont de l'ordre du 100e de millimètre.

Ces particularités permettent de comprendre la façon dont le fil de cocon réagit contre la torsion et la traction.

1° *Filament simple.* — On peut, par un tour de main assez facile à saisir, mais impossible à décrire, dédoubler les fils de cocon.

Le filament simple présente, en général, les propriétés suivantes.

Sa force portante maximum est de 4 grammes environ.

---

[1] La *racine* des pêcheurs à la ligne est fabriquée en étirant des glandes de ver à soie dans de l'acide acétique.

Le filament conserve les sinuosités, ou plutôt les inégalités dues à son origine ; sous l'action de faibles poids, il subit d'abord un allongement de *redressement*, qui peut atteindre $\frac{1}{50^{\circ}}$ de la longueur du brin, et devient complet pour des poids de 1 gramme à 1 gramme et demi.

Sous l'action de poids supérieurs, le fil subit un véritable allongement élastique, mais avec toutes les particularités provenant de sa viscosité et de son hygroscopicité.

On peut remédier à ces inconvénients en laissant le fil sous traction de quelques grammes pendant un ou deux jours; on l'humecte alors légèrement avec un peu d'eau distillée sur du coton; puis on le repasse en le faisant glisser sur un morceau de fil de laiton poli et chauffé à 100-120°. Enfin on le passe sur un morceau de coton imbibé de vernis gomme laque.

Ce traitement a pour effet de diminuer à la fois la viscosité et l'hygroscopicité du fil.

Avant comme après, du reste, le filament simple ne possède aucune élasticité de torsion.

Un système qui lui est suspendu reste en équilibre *visqueux* dans un angle de près de 30°. Il semble que cette région d'indifférence diminue quand les poids attachés augmentent.

2° *Fil naturel, double.* — Le fil double peut supporter 8 grammes et quelquefois 10, pour certaines variétés.

Le fil présente à la traction les mêmes particularités que le fil simple. Il y a deux sortes d'allongements, l'un de redressement, l'autre à l'allure élastique, beaucoup plus faible que le premier. Des allongements brusques décollent partiellement les filaments, et l'allongement de redressement devient ainsi plus fort.

Au point de vue de la torsion, les propriétés sont plus compliquées. Tant que le poids supporté n'est pas suffisant pour redresser le fil, c'est-à-dire tant que ce poids est inférieur à environ 2 grammes, on constate les propriétés visqueuses de la soie, avec un équilibre indifférent dans un angle de 20 à 30°.

Sous des poids supérieurs, le fil se comporte non plus comme un unifilaire visqueux, mais comme un véritable bifilaire.

Il s'ensuit qu'il peut alors offrir un couple de torsion assez élevé, du même ordre que celui d'un fil d'argent de même diamètre et de même longueur.

Le calcul montre en effet qu'un bifilaire dont chaque brin serait dépourvu d'élasticité de torsion propre, qui aurait 10 centimètres de longueur et $\frac{1}{50^e}$ de millimètre d'écartement entre ses deux brins (dimensions qui correspondent à celle du fil de cocon), offrirait, pour un poids de 8 grammes et une torsion de 1 radian, un couple W :

$$W = 26 \times 10^{-1} \text{ ergs.}$$

Si, expérimentant avec ce fil considéré comme unifilaire, on calculait, à partir de cette valeur W, supposée observée, le coefficient γ de Coulomb pour la soie, on trouverait :

$$\gamma = 16 \times 10^8.$$

Ce nombre, du même ordre que celui relatif à l'argent, serait beaucoup trop considérable pour la soie, et sa valeur varierait du reste avec les poids employés pour l'expérience.

D'ailleurs, même lorsqu'il fonctionne comme bifilaire, le fil de cocon ne donne pas de zéro bien net aux systèmes qu'il supporte ; ceci est dû, probablement, aux variations que chaque tension fait subir au collage des deux filaments.

L'ensemble des considérations qui précèdent suffit à montrer les précautions à prendre dans l'emploi des fils de cocon et pour la mesure de ce qui paraît être, au premier abord, les coefficients d'élasticité de la soie.

Certaines espèces de ver à soie, élevées en Chine, donnent des cocons jumeaux, dont le fil se compose de quatre filaments accolés ; beaucoup de soies écrues du commerce proviennent de ces cocons, et les considérations qui précèdent s'appliquent avec encore plus de force aux fils que l'on tire souvent de ces soies écrues, pour l'usage des laboratoires.

K. R. KOCH. — **Relative Schweremessungen. 2. Messungen an 10 Stationen des Pariser Parallel (Mesures relatives de l'intensité de la pesanteur. 2, Mesures en dix stations du parallèle de Paris).** — *Jahresheften der Vereins für vaterl. Naturk. in Wurttemberg*, 1903.

Ce mémoire fait suite à un mémoire déjà analysé dans ce recueil [1]. Rien d'essentiel n'a été changé aux méthodes d'observation et de calcul.

Les dix stations choisies, Bopfingen, Aalen, Unterböbingen, Lorch, Schorndorf, Cannstatt, Leonberg, Heimsheim, Liebenzell et Herrenhalb, se trouvent sensiblement sur le parallèle de Paris, à des distances moyennes d'une quinzaine de kilomètres. Leurs altitudes au-dessus du niveau de la mer sont comprises entre 465 mètres (Bopfingen) et 228 mètres (Cannstatt).

Les valeurs calculées de la gravité réduites au niveau de la mer g_0, sont partout supérieures aux valeurs γ calculées, l'excès variant de 0,00024 à Heimsheim à 0,00048 à Herrenhalb.

Au mémoire est joint un appendice : *Sur un hypsomètre avec mesure électrique de la température.*

E. B.

A. BATSCHINSKI. — Studien zur Kenntniss der Abhängigkeit der Viscosität der flüssigen Körper von der Temperatur und ihrer chemischen Composition. Abh. II (Études sur la variation de la viscosité des liquides avec la température et avec leur constitution chimique, 2e mém.). — *Bull. de la Soc. Imp. des Nat. de Moscou*, 1902 [2].

Même pour les corps dont le coefficient de viscosité paraît varier en raison inverse de la température absolue, cette relation ne se vérifie rigoureusement que dans un certain intervalle de température, d'une cinquantaine de degrés, par exemple. Trois planches, jointes au mémoire, représentent, pour une soixantaine de corps, les courbes construites en prenant pour abscisses les températures, pour ordonnées les produits ηT^3. Les courbes, très aplaties, se réduisent à peu près à des droites parallèles à l'axe des abscisses dans un intervalle plus ou moins large ; elles ont une allure parabolique.

La viscosité de certains corps est connue au-dessus de leur point

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 646 ; 1902.
(2) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 653 ; 1902.

d'ébullition normal. Les courbes correspondantes ne présentent rien de particulier de part et d'autre de ce point.

M. Onnes (1) a donné la formule :

$$\frac{\eta m^{\frac{2}{3}}}{M^{\frac{1}{2}}\Theta^{\frac{1}{2}}} = C^{te},$$

dans laquelle M représente la masse moléculaire, m le volume propre de la molécule, Θ la température critique; les coefficients η, pour les divers corps, étant pris à des températures correspondantes. M. Batschinski propose de modifier cette formule par l'emploi de la loi :

$$\eta T^3 = E\,;$$

comme on a d'ailleurs, par hypothèse,

$$\frac{T}{\Theta} = C^{te},$$

on obtient ainsi l'expression :

$$\frac{M^{\frac{1}{2}}\Theta^{\frac{7}{2}}}{Em^{\frac{2}{3}}} = C^{te}.$$

Au lieu du volume des molécules m, on peut, d'après M. Guye (2), prendre la réfraction moléculaire :

$$MR = \frac{M}{d}\,\frac{n^2-1}{n^2+2}$$

et l'on trouve ainsi :

$$\frac{M^{\frac{1}{2}}\Theta^{\frac{7}{2}}}{E(MR)^{\frac{2}{3}}} = C^{te} = B.$$

Une table, donnée par l'auteur, indique les valeurs de cette dernière constante B. Pour un certain nombre de corps, obéissant à la loi $\eta T^3 = C^{te}$, et au sujet desquels l'auteur a pu réunir toutes les

(1) Onnes, *Verhandl. der Kon. Akad. von Vetensch.*, t. XXI, Amsterdam ; 1881.
(2) Guye, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 6e série, t. XXI, p. 209 ; 1890.

données nécessaires, la *constante* B varie en effet assez peu ; sa valeur moyenne est 38,5.

E. B.

J. DEWAR. — Coefficients of the Cubical Expansions of Ice, Hydrated Salts Solid Carbonic Acid, and other Substances at Low Temperatures (Coefficients de dilatation cubique de la glace, de sels hydratés, de l'acide carbonique solide et d'autres substances aux basses températures). — *Proc. of the Royal Soc.*, t. LXX, p. 237-246 : 1902.

L'auteur a déterminé antérieurement la densité de l'oxygène liquide, en pesant des boules de divers métaux immergés dans ce fluide, et en admettant que la formule de dilatation de ces métaux, donnée par Fizeau, pouvait être extrapolée jusqu'à — 182°,6. Il a trouvé, en moyenne, 1,137.

Aujourd'hui, l'auteur détermine les densités de diverses substances en mesurant d'abord leurs densités apparentes dans l'air liquide. Il déduit ensuite la densité vraie des corps étudiés, de l'observation de la densité apparente d'une boule métallique connue, pesée dans ce fluide. Admettant, pour la densité de l'oxygène liquide, le nombre 1,137, il obtient du même coup la composition du bain d'air employé.

Au lieu de définir les coefficients de dilatation par la formule classique, l'auteur préfère employer la formule suivante :

$$\alpha = \frac{D_t - D_{t'}}{(t' - t) D_{t'}}. \qquad (1)$$

La température t de l'air liquide n'a varié que de 83°,8 à 86°,1 absolus. La température t' était d'ordinaire de 17° centigrades, sauf dans le cas de l'acide carbonique et du mercure solides.

Parmi les corps étudiés par M. Dewar se placent notamment divers sels hydratés. Pour obtenir ceux-ci sous une forme favorable à la détermination des densités, l'auteur humecte légèrement le sel réduit en poudre très fine et le comprime, à l'aide d'une presse hydraulique, en cylindres du poids d'environ 50 grammes. L'eau d'interposition est ainsi totalement éliminée, et il ne reste exactement que l'eau de constitution.

L'acide carbonique solide a été obtenu par compression de la neige carbonique imprégnée d'un peu d'éther.

Le tableau suivant résume les résultats. D_t est la densité à la température de l'air liquide, D_t' la densité à 17° centigrades (sauf pour le mercure), enfin α le coefficient de dilatation défini par la formule (1) et déduit des valeurs de D_t et de D_t'.

Pour les sels hydratés, le nombre entre parenthèses représente le nombre de molécules d'eau.

Substances	D_t	D_t'	$\alpha . 10^7$
Sulfate d'alumine (18).........	1,7194	1,6913	811
Biborate de soude (10).........	1,7284	1,6757	1000
Chlorure de calcium (6).......	1,7187	1,6775	1191
Chlorure de magnésium (6)....	1,6039	1,5693	1072
Alun de potasse (24)..........	1,6414	1,6144	813
Alun de chrome (24)..........	1,8335	1,8199	365
Id	1,7842	1,7669	478
Carbonate de soude (10).......	1,4926	1,4460	1563
Phosphate de soude (12).......	1,5446	1,5200	787
Hyposulfate de soude (5)......	1,7635	1,7290	969
Ferrocyanure de potassium (3).	1,8988	1,8533	1195
Ferricyanure de potassium....	1,8944	1,8109	2244
Nitroprussiate de soude (4)....	1,7196	1,6803	1138
Chlorure d'ammonium.........	1,5757	1,5188	1820
Id.	1,5809	1,5216	1893
Acide oxalique (2)............	1,7024	1,6145	2643
Oxalate de méthyle...........	1,5278	1,4260	3482
Paraffine.....................	0,9770	0,9103	3567
Naphtaline	1,2355	1,1589	3200
Hydrate de chloral...........	1,9744	1,9151	1482
Urée.........................	1,3617	1,3190	1579
Iodoforme....................	4,4459	4,1955	2930
Iode.........................	4,8945	4,6631	2510
Soufre.......................	2,0989	2,0522	1152
Mercure......................	14,382	14,195 (¹)	887
Sodium.................... ...	1,0066	0,972	1865
Graphite de Cumberland......	2,1302	2,0990	733

Trois mesures de la densité de la glace à — 188°,7 ont donné la valeur moyenne 0,930. Récemment M. Vincent [2] a trouvé, pour densité à zéro de la glace artificielle, 0,916. La combinaison de ces observations donne, pour le coefficient de dilatation de la glace, entre 0° et — 188°,7, $\alpha = 0{,}000081$. Ce coefficient est approximativement la moitié du coefficient de dilatation moyen de la glace entre 0° et — 20°.

[1] Densité à — 38°,8.
[2] VINCENT, *Proc. o' the Roy. Soc.;* 1901.

Pour l'acide carbonique solide à son point d'ébullition, la densité moyenne résultant de toutes les expériences de l'auteur est 1,33. A — 188°,8, cette densité est de 1,6267, d'où, par la formule (1), $\alpha = 0,0003701$; à l'inspection du tableau ci-dessus, on verra que ce coefficient de dilatation est le plus grand de tous ceux qui ont été obtenus par l'auteur.

En ce qui concerne le mercure, le coefficient de dilatation donné dans la table est à peu près la moitié du coefficient relatif au mercure liquide au-dessus de zéro.

E. B.

J. DEWAR. — The Specific Volumes of Oxygen and Nitrogen Vapour, at the Boiling-Point of Oxygen (Volumes spécifiques de la vapeur d'oxygène et de la vapeur d'azote à la température d'ébullition de l'oxygène). — *Proceed. of the Royal Soc.*, t. LXIX, p. 360-366; 1902.

Dans son mémoire *sur le point d'ébullition de l'hydrogène liquide déterminé à l'aide de thermomètres à hydrogène et à hélium* [1], l'auteur a indiqué que le point d'ébullition de l'oxygène était donné très exactement par un thermomètre à oxygène rempli à zéro sous la pression de 880 millimètres. Il semble donc que la densité de vapeur de l'oxygène liquide, sous des pressions égales ou inférieures à la pression atmosphérique, doit fort peu différer de la densité théorique. C'est ce que M. Dewar essaye de démontrer aujourd'hui directement par des mesures de densité.

A cet effet, l'on met un ballon calibré à robinet, dans lequel on a fait le vide, en communication avec un réservoir contenant de l'oxygène parfaitement purifié, et on refroidit le ballon en l'enfonçant, jusqu'à un trait de repère voisin du robinet, dans l'oxygène liquide. On laisse arriver le gaz lentement jusqu'à ce qu'il cesse de passer et que la pression se réduise exactement à la pression extérieure. On ferme alors le robinet et on abandonne le ballon à lui-même pour qu'il revienne à la température ordinaire. On le pèse enfin, en faisant usage d'un ballon-tare de même capacité, suivant la méthode de Regnault.

Nous n'insisterons pas sur les diverses corrections reconnues nécessaires. Les expériences actuelles ne sont d'ailleurs que des

(1) *Proceed.*, t. LXVIII; 1901.

expériences préliminaires, destinées à démontrer que la méthode est applicable, et peut conduire à des résultats corrects à 1/2 0/0 près.

Ces expériences ont porté sur l'oxygène et sur l'azote à la température d'ébullition de l'oxygène.

Le poids du litre d'oxygène à la température absolue de 90°,5 est de 4gr,420; le volume spécifique, de 226cc,25. L'application de la loi de Gay-Lussac, en partant du volume spécifique à zéro, donné par Regnault, exigerait, à 90°,5 absolus, un volume spécifique de 231cc,82, c'est-à-dire un volume supérieur au volume observé dans un rapport égal à 1,0246 (Rapport des volumes spécifiques, 3,091; rapport des températures absolues, 3,017).

Des observations faites à la même température, mais à des pressions inférieures à la pression atmosphérique, donnent, pour le rapport dans lequel varie la densité de vapeur, des nombres un peu plus grands que le rapport des pressions. Ainsi, quand on passe de la pression normale à la pression de 282mm,5, c'est-à-dire quand la pression a varié dans le rapport 2,690, la densité varie dans le rapport 2,765.

En ce qui concerne l'azote sous la pression atmosphérique, le rapport du volume spécifique à zéro au volume spécifique à 90°,5 absolus est 3,088, presque égal au rapport trouvé ci-dessus pour l'oxygène.

Le volume spécifique de l'azote calculé, d'après ces expériences, pour sa température d'ébullition (78° absolus), serait de 221cc,3.

E. B.

J. KONIGSBERGER. — Ueber die Induction im ungeschlossenen Stromkreise (Sur l'induction dans les circuits ouverts). — *Physik. Zeitsch.*, p. 475-476; 1901.

On peut soumettre à l'action d'un champ magnétique intense la partie conductrice ou la partie diélectrique d'un circuit ouvert. En faisant usage d'un électromètre à quadrants, l'auteur a constaté aisément l'induction dans le premier cas. Il n'a rien observé dans le second; mais la sensibilité de son électromètre était insuffisante pour permettre de constater la faible induction prévue dans l'espèce. L'auteur se réserve de reprendre cette expérience dans de meilleures conditions de sensibilité. E. B.

J. HARTMANN. — The Apparatus for the Electric Heating of the Potsdam Spectograph n° 3 (L'étuve électrique du spectrographe n° 3 de l'Observatoire de Potsdam). — *Astroph. Journ.*, avril 1902, p. 172-190.

Les changements de température, dans un spectroscope, rendent les raies diffuses et les déplacent, de sorte que, si l'appareil n'est pas maintenu à température constante, les déterminations des vitesses radiales sont à peu près impossibles. M. Deslandres est le premier qui ait réalisé artificiellement cette condition, en enfermant son spectroscope dans une enceinte à doubles parois, entre lesquelles circule l'eau de la ville. En Amérique, on réchauffe l'intérieur de l'enceinte à l'aide d'un courant électrique, l'observateur réglant lui-même le courant. A Potsdam, c'est aussi l'électricité que l'on emploie, mais le réglage se fait automatiquement. Deux longs thermomètres sont disposés le long de la boîte qui entoure les prismes. Dans leurs réservoirs sont soudés deux fils de platine, et dans leurs parties capillaires deux autres fils de platine, mobiles, viennent en contact avec le mercure. Ces contacts commandent, à l'aide de relais, les circuits de deux rhéostats qui réchauffent l'air extérieur à la boîte des prismes, et contenu dans une enceinte en bois léger. Ce dispositif maintient constante, à 1/10 de degré près, la température de l'enceinte pendant toute une journée. Il faut avoir soin de régler les contacts de platine de façon à ce que, lorsque l'appareil entre en fonction, ils correspondent à la température des prismes. M. Hartmann (1) a montré qu'un corps qui obéit à la loi de refroidissement de Newton a approximativement la même température que celle qui régnait, dans l'air environnant, un temps déterminé auparavant. Pour le spectrographe n° 3, c'est 92 minutes. Un thermographe de Richard permet de déterminer cette température.

J. BAILLAUD.

Sir NORMAN LOCKYER. — On the Spark Discharge from Metallic Poles in Water (Sur les étincelles produites dans l'eau entre des électrodes métalliques). — *Astroph. Journ.*, avril 1902; p. 190-199.

Le Dr Wilsing avait étudié l'influence de la pression sur le spectre, en mettant à profit la très haute pression qui se produit quand l'étincelle éclate dans un liquide. De cette étude, il avait conclu que

(1) *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, XVII, 16 ; 1897.

les particularités des raies des spectres des étoiles nouvelles (certaines des raies les plus brillantes sont accompagnées sur leur bord le plus réfrangible de bandes d'absorption) sont les mêmes que celles que présentent les spectres d'étincelle éclatant dans un milieu à très haute pression. Sir N. Lockyer, en répétant ces expériences, arrive à une conclusion différente.

Les phénomènes qu'il a observés sont les suivants :

1° Les raies brillantes sont élargies. Cet élargissement dans les raies du spectre de l'étincelle éclatant dans de l'eau distillée ressemble à celui qui se produit dans le spectre de l'arc dans l'air, quand il y a un excès de matière autour des pôles ;

2° De tous les métaux examinés (Fe, Ag, Pb, Cu, Zn, Mg), trois seulement, le fer, le zinc et le magnésium, présentent le renversement des raies. Pour le fer et le magnésium, le renversement d'une raie ne se fait pas toujours symétriquement, et la portion de la ligne d'émission élargie, qui déborde du côté rouge de la bande d'absorption, est la plus brillante ;

3° Les lignes les plus intenses dans l'étincelle éclatant dans l'eau ne sont pas toujours les plus intenses dans l'étincelle éclatant dans l'air.

Par rapport au spectre des Nova, les spectres étudiés par sir N. Lockyer présenteraient les différences suivantes : Dans le spectre de l'étincelle éclatant dans l'eau, les bandes d'absorption s'éloignent peu de leurs positions normales, tandis que, dans le cas des renversements dissymétriques, on peut observer un grand déplacement de lignes brillantes vers le rouge. Dans le cas des Nova, au contraire, les bandes d'absorption subissent un déplacement énorme, tandis que les lignes brillantes qui les accompagnent gardent leurs positions normales. Les particularités des spectres des Nova ne seraient donc pas dues aux mêmes causes que celles du spectre de l'étincelle éclatant dans l'eau.

J. Baillaud.

P. ZEEMAN. — Some Observations of the resolving Power of the Michelson echelon Spectroscope (Quelques observations sur le pouvoir séparateur du spectroscope à échelon de Michelson). — *Astroph. Journ.*, avril 1902 ; p. 218-222.

Après avoir étudié avec un spectroscope à échelon de Hilger, de Londres, la raie verte du mercure ($\lambda = 5460$), celle du thallium

($\lambda = 5440$) et celle du cadmium ($\lambda = 5086$), M. Zeeman conclut que l'on peut construire des spectroscopes à échelons ayant à peu de chose près leur pouvoir séparateur théorique.

J. BAILLAUD.

KNUT ANGSTRÖM. — The Mechanical Equivalent of the Unit of Light (L'équivalent mécanique de l'unité de lumière). — *Astroph. Journ.*, avril 1902; p. 223-227.

Pour déterminer cet équivalent mécanique, M. Knut Angström mesure : 1° la valeur de la radiation tout entière d'une lampe de Hefner; 2° le rapport de la radiation lumineuse à la radiation totale.

Pour mesurer la radiation totale, il a employé son pyrhéliomètre à compensation (1), et il a trouvé, à une distance de 1 mètre, 0,0000215 gramme-calorie par seconde.

Pour obtenir le rapport de la radiation lumineuse à la radiation totale, il disperse, à l'aide d'un spectroscope, la lumière issue de la source étudiée. Les portions invisibles du spectre sont alors arrêtées par un écran, tandis que les rayons lumineux sont rassemblés de manière à former une image blanche sur l'écran d'un photomètre. Une seconde source, semblable à la première, est disposée de façon à envoyer directement, sur le photomètre, la même quantité de lumière. On remplace alors le photomètre par un bolomètre ou par une pile thermoélectrique, et on obtient l'énergie des deux radiations et, par suite, leur rapport.

L'auteur obtient en moyenne :

$$1 \text{ unité de lumière} = 1,94 \times 10^{-3} \text{ grammes-calories par seconde.}$$
$$= 8,1 \times 10^{1} \text{ ergs par seconde.}$$

J. BAILLAUD.

(1) *Wied. Ann.*, 67, p. 633; 1899.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

T. LXVIII.

T.-J. BAKER. — The Thermo-Chemistry of the Alloys of Copper and Zinc (Thermochimie des alliages de cuivre et de zinc). — P. 9-10.

La chaleur de formation d'un certain nombre d'alliages de fer et de cuivre a été déterminée par la différence entre les chaleurs de dissolution des alliages dans des dissolvants appropriés et les chaleurs de dissolution de poids égaux de mélanges des métaux constituants dans les mêmes proportions.

Les dissolvants employés furent : la solution aqueuse de chlore (dont l'application est limitée aux alliages contenant moins de 40 0/0 de cuivre), le mélange de solutions de chlorure d'ammonium et de chlorure ferrique et le mélange de solutions de chlorure d'ammonium et de chlorure cuivrique.

Ces observations, étendues à 21 alliages différents, montrèrent que la formation des alliages de cuivre et de zinc est toujours accompagnée d'un dégagement de chaleur. La chaleur de formation atteint un maximum (52,5 calories par gramme d'alliage) pour l'alliage contenant 32 0/0 de cuivre et répondant à la formule $CuZn^2$.

Un deuxième maximum correspond à peu près à l'alliage CuZn. A partir de ces points, il y a un décroissement constant de la chaleur de formation.

Les résultats confirment, en général, l'existence de composés intermétalliques, et les valeurs obtenues concordent avec celles qui ont été trouvées par le calcul de lord Kelvin pour les dimensions moléculaires du cuivre et du zinc.

G.-W. WALKER. — On the Application of the Kinetic Theory of Gases to the Electric, Magnetic and Optical Properties of Diatomic Gases (Sur l'application de la théorie cinétique des gaz aux propriétés électriques, magnétiques et optiques des gaz diatomiques). — P. 77-78.

L'auteur a appliqué la méthode de la théorie cinétique des gaz de Boltzmann-Maxwell aux propriétés électriques, magnétiques et optiques des gaz. Pour simplifier, il a supposé que la molécule est formée de deux atomes ; de sorte que les résultats s'appliquent aux gaz tels que l'hydrogène et l'oxygène.

Un des atomes [1] est supposé chargé d'électricité positive, l'autre d'une quantité égale d'électricité négative, et la force qui agit entre les deux atomes est prise comme la force électrostatique ordinaire.

Les molécules peuvent être classées en trois types : 1° celles dans lesquelles les atomes tournent en contact ; 2° celles dans lesquelles les deux atomes suivent des orbites elliptiques autour de leur centre de gravité, mais non en contact ; 3° celles dans lesquelles les deux atomes décrivent une orbite hyperbolique pendant le court instant où ils s'influencent d'une façon appréciable.

La première partie du mémoire est consacrée au calcul des proportions relatives de ces trois sortes de molécules et, quoiqu'une solution complète n'ait pas été obtenue, les résultats sont importants et préparent la voie à des recherches plus complètes.

L'auteur montre ensuite qu'un tel système doit montrer des propriétés magnétiques, et il calcule le coefficient de susceptibilité magnétique. Les formules obtenues concordent avec les expériences de Quincke sur le sujet.

Le système possède aussi des propriétés électriques, et l'auteur calcule la constante diélectrique. La formule diffère notablement de celles des autres théories, en particulier de celle de Boltzmann, surtout en ce qui concerne l'influence de la température. La théorie concorde bien avec les résultats obtenus par M. K. Bædecker dans ses expériences sur l'effet de la température.

La conductibilité électrique est également calculée d'après le nombre d'atomes libres présents.

Les propriétés optiques sont enfin considérées, et l'auteur calcule la réfraction produite par les atomes libres et les molécules. Les atomes libres accélèrent la vitesse de transmission des ondes. Quant aux molécules, leur influence optique dépend du carré de la vitesse angulaire de rotation de deux atomes autour de leur centre de gravité commun. La dispersion dépend essentiellement de la loi de distribution des vitesses.

L'auteur calcule aussi le degré de rotation du plan de polarisation dans un champ magnétique, et il montre que le signe de la rotation

---

(1) L'auteur applique aux atomes, supposés formés de deux particules de masses inégales, les résultats de Boltzmann-Maxwell relatifs aux molécules formées de deux atomes, et il conserve les expressions : *molécule* au lieu d'*atome*, et *atome*, au lieu de *particule* ou *ion*.

dépend de l'atome qui a la plus grande masse. Si les deux masses sont égales, il n'y a pas de rotation.

Les formules obtenues sont appliquées au cas de l'oxygène dans le but d'obtenir les valeurs de $\frac{e}{m_1}$ et $\frac{e}{m_2}$, e étant la charge et m_1 et m_2 les masses des deux atomes. Les valeurs de la vitesse angulaire de rotation et de la somme $2r_0$ des rayons des deux atomes sont également calculées. La valeur de $\frac{e}{m_1}$ concorde numériquement avec la valeur qui est déduite de considérations électrolytiques, tandis que la valeur de $\frac{e}{m_2}$ concorde avec celle qui est déduite de la considération de l'effet Zeeman.

W.-N. HARTLEY et H. RAMAGE. — An Investigation on the Spectra of Flames resulting from Operations in the Open-Hearth and « Basic » Bessemer Processes (Recherche sur les spectres des flammes résultant d'opérations dans les procédés à foyer ouvert et Bessemer « basique »). — P. 93-97.

Ce mémoire intéresse particulièrement les métallurgistes. Le résultat principal de ces recherches est qu'il existe une nouvelle raie du potassium d'intensité variable. Cette raie, d'une longueur d'onde approximativement égale à 4642, varie d'intensité dans d'assez larges limites. Dans une flamme donnée, son éclat augmente lorsqu'on diminue la quantité de vapeur métallique dans la flamme; cet effet ne semble pas dépendre de l'affaiblissement du spectre continu. Cela est dû probablement, en partie du moins, à l'accroissement de mobilité des molécules métalliques.

W.-N. HARTLEY. — Notes on the Spark Spectrum of Silicon as rendered by Silicates (Notes sur le spectre d'étincelle du silicium fourni par des silicates). — P. 109-112.

Ce travail répond à un mémoire de M. Lunt [1], dans lequel cet auteur signale que, dans des spectres produits par des tubes de Geissler, il trouva trois raies de silicium qui devaient leur origine au verre des tubes.

Dans des photographies faites par M. Hartley, en 1883, de raies obtenues avec des solutions de silicates, on ne voit aucune trace de raie du silicium moins réfrangible que 2881,0 (U. A.).

---

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXVI, p. 44.

Il est probable que les trois raies trouvées par M. Lunt entre 4573 et 4553 sont dues à ce fait qu'il opérait avec des décharges très fortes.

Ces raies ne furent pas retrouvées par M. Hartley en employant des solutions très diluées, un appareil d'induction plus puissant et des capacités plus grandes.

R.-J. STRUTT. — On the Conductivity of Gases under the Becquerel Rays (Sur la conductibilité des gaz sous l'influence des rayons Becquerel). — P. 126-128.

L'auteur a étudié l'action des rayons émis par différents corps actifs, à savoir l'action du radium (comprenant l'action des rayons les plus pénétrants et celle des rayons facilement absorbables), du polonium et des sels d'uranium.

Pour voir si l'absorption est appréciable, il examine la conductibilité à différentes pressions et cherche à obtenir la proportionnalité de l'action à la pression. La force électromotrice employée était toujours assez élevée pour dissiper tous les ions produits par les radiations. Voici les résultats :

Gaz ou vapeur	Densité (air = 1)	Conductibilité relative				
		Radium		Polonium		Uranium
		Difficilement absorbables	Facilement absorbables	I	II	
Hydrogène	0,0693	0,157	0,218	0,226	0,219	0,213
Air	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Oxygène	1,11	1,21		1,16		
Acide carbonique	1,53	1,57		1,54		
Cyanogène	1,86	1,86		1,94		
Anhydride sulfureux	2,19	2,32	1,92	2,04	2,03	2,08
Chloroforme	4,32	4,89		4,44		
Iodure de méthyle	5,05	5,18	3,74	3,51	3,47	3,55
Tétrachlorure de carbone	5,31	5,83		5,34		

Les conclusions générales sont les suivantes :

1° Les rayons déviables et non déviables donnent des conductibilités relatives, qui ne sont qu'approximativement égales aux densités relatives ;

2° Les différentes espèces de rayons non déviables donnent toutes les mêmes conductibilités relatives ; mais les rayons déviables donnent des conductibilités relatives quelque peu différentes.

V.-H. VELEY et J.-J. MANLEY. — Some physical Properties of Nitric Acid Solutions (Quelques propriétés physiques des solutions d'acide nitrique). — P. 128-129.

Les auteurs ont donné antérieurement les résultats de leurs recherches sur la conductibilité électrique des solutions d'acide nitrique. Le mémoire actuel comprend l'étude des densités, des contractions et des indices de réfraction des mélanges d'eau et d'acide.

Ils ont trouvé que les propriétés physiques de ces solutions sont discontinues en certains points qui, pour les densités et les contractions, correspondent à des hydrates renfermant des proportions de 14, 7, 4, 3, 1,5 et 1 molécules d'eau, et, pour les indices de réfraction, à des hydrates renfermant des proportions de 14, 7 et 1,5 molécules d'eau.

Pour les contractions, de même que pour les conductibilités électriques, il existe une discontinuité remarquable à des concentrations de 95 à 100 0/0, ce qui peut probablement s'expliquer par une autre cause que la combinaison de l'acide et de l'eau.

Les valeurs de μ sont exprimées soit au moyen de la formule de Gladstone et Dale, soit au moyen de la formule de Lorentz. Ces valeurs ne sont constantes dans aucun cas, mais diminuent avec l'augmentation de concentration. La formule de Pulfrich, qui donne la relation entre l'indice de réfraction et la contraction en fonction d'une constante, n'est applicable approximativement que pour des concentrations peu différentes ; elle ne l'est plus pour des concentrations très différentes.

C.-E.-S. PHILIPPS. — The Action of Magnetised Electrodes upon Electrical Discharge Phenomena in Rarefied Gases (Action d'électrodes aimantées sur les phénomènes de décharges électriques dans des gaz raréfiés). — P. 147-149.

Ce mémoire est la suite de recherches publiées antérieurement ([1]). L'auteur y étudie spécialement les conditions nécessaires pour obtenir un anneau lumineux dans les gaz raréfiés sous l'influence des forces électriques et magnétiques.

Deux barreaux de fer doux, qui peuvent être réunis aux pôles d'un

(1) *Proceed. of the Roy. Society*, t. LXIV, p. 172; et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 294 ; 1900.

puissant électro-aimant, sont introduits, dans le prolongement l'un de l'autre, à l'intérieur d'une ampoule dans laquelle on peut faire le vide. Quand la pression intérieure est de 0^{mm},003 de mercure, on fait passer, pendant quelque temps, entre ces électrodes, la décharge d'une bobine de Ruhmkorff. Si l'on excite ensuite l'électro-aimant, on voit apparaître, à l'intérieur de l'ampoule, un anneau lumineux qui tourne autour des lignes de force magnétiques du champ créé entre les électrodes.

Le spectre de cet anneau ne présente aucune particularité. Dans l'oxygène, il paraît un peu plus brillant; dans l'hydrogène et l'anhydride carbonique, son éclat est le même que dans l'air.

En introduisant dans l'ampoule un anneau de fil de platine électrisé, et placé équatorialement, on voit apparaître deux ou plusieurs anneaux lumineux. Quand l'anneau de platine est électrisé négativement, l'anneau lumineux est repoussé par lui. Quant à la surface extérieure de l'ampoule, elle est toujours électrisée négativement quand un anneau lumineux prend naissance.

L'auteur donne une explication intéressante de ce phénomène par l'action des ions gazeux.

C.-T.-R. WILSON. — On the Ionisation of Atmospheric Air (Sur l'ionisation de l'air atmosphérique). — P. 151-161.

Dans une note préliminaire, l'auteur a montré qu'un corps chargé d'électricité et suspendu dans une cage contenant de l'air sans poussières perd sa charge par perte à travers l'air. M. Geitel était arrivé à la même conclusion dans un mémoire publié peu de temps auparavant (1). Cette perte de charge fut attribuée par les deux savants à la production continue d'ions à travers le volume de l'air.

Dans le mémoire actuel, M. Wilson décrit le nouvel appareil qu'il a employé et les résultats qu'il a obtenus.

Dans la plupart des expériences, l'air était contenu dans un vase de verre recouvert intérieurement d'une couche d'argent suffisamment mince pour permettre de lire, au moyen d'un microscope, la position d'une feuille d'or située à l'intérieur. Cette feuille d'or était attachée à une étroite tige de laiton fixée par du soufre à un barreau de cuivre traversant l'ouverture du vase. La tige de laiton et la

(1) *Physikalische Zeitschrift*, t. II, n° 8, p. 116.

feuille d'or formaient le système dont on observait la chute de potentiel; la capacité était donc très faible. Pour éviter tout danger de perte par le support isolant, le barreau de cuivre était maintenu à potentiel constant au moyen d'un condensateur formé de lames de zinc enrobées dans du soufre.

Par un contact très court, le potentiel initial du système, dont on observait la décharge lente, était rendu égal à celui de son support.

La vitesse de décharge dans l'air à la pression atmosphérique correspond à la production d'environ 20 ions de chaque signe par centimètre cube et par seconde ; l'ionisation est à peu près proportionnelle à la pression. Des expériences faites avec un appareil portatif ont montré que l'ionisation dans un vase clos est la même quand on opère dans un tunnel souterrain qu'à la surface de la terre. Elle ne paraît donc pas due à l'action de radiations ionisantes traversant notre atmosphère.

C.-T. HEYCOCK et F.-H. NEVILLE. — On the Results of Chilling Copper-tin Alloys (Sur les résultats du refroidissement des alliages de cuivre et d'étain). — P. 171-178.

Comme l'a découvert M. Stansfield, les courbes de refroidissement des alliages fondus de cuivre et d'étain montrent, dans un intervalle déterminé, la coexistence de trois et même quatre points qui correspondent à une diminution de la vitesse de refroidissement. Les auteurs ont étudié de plus près ce phénomène. Ils ont trouvé que, pour certaines concentrations (15 à 20 atomes d'étain 0/0 environ et un point de congélation compris entre 800° et 740°), ces bronzes ont la couleur de l'acier, qu'ils ont une dureté comparable à celle du verre et sont susceptibles d'un beau poli.

Ils ont étudié ces alliages au moyen du microscope et cherché à appliquer la théorie de B. Roozeboom.

Ils admettent l'existence du composé Cu^3Sn.

N. LOCKYER et F.-E. BAXANDALL. — On the Arc Spectrum of Vanadium (Spectre de l'arc du vanadium). — P. 189-210.

Ce mémoire renferme un tableau complet des raies du vanadium que les auteurs ont obtenues en partant du chlorure de vanadium et d'un échantillon d'oxyde pur volatilisé entre les pôles d'argent pur d'un arc.

E. WILSON. — The Growth of Magnetism in Iron under Alternating Magnetic Force (Développement du magnétisme dans le fer sous l'influence d'une force magnétique alternative). — P. 218-227.

L'auteur subdivise un cylindre de fer massif de 12 pouces de diamètre par des cavités creusées à l'intérieur, de manière à pouvoir mesurer la force électromotrice induite dans une bobine d'épreuve par un courant alternatif donné, et cela en quatre points différents disposés suivant un rayon. Il a pu étudier, par ce moyen, le développement et la distribution de l'induction magnétique dans la section.

Les forces électromotrices induites ont, aux divers points de la section, des valeurs tout à fait différentes et présentent, avec le courant d'excitation, des différences de phase variables. L'auteur a également étudié l'influence du nombre de périodes et de la température sur ces valeurs.

H.-A. WILSON. — On the Electrical Conductivity of Air and Salt Vapours (Sur la conductibilité de l'air et des vapeurs salines). — P. 228-230.

Les expériences décrites dans ce mémoire ont été entreprises dans le but d'étudier la variation de la conductibilité spécifique de l'air et des vapeurs salines avec un changement de température et le courant maximum que peut conduire une quantité déterminée de sel sous forme de vapeur. Ces expériences sont la continuation de deux séries de recherches publiées en 1899 sur le même sujet [1].

Voici la méthode employée dans ces expériences :

On fait passer un courant d'air contenant en suspension, sous forme de gouttelettes, une petite quantité de solution saline, à travers un tube de platine chauffé dans un fourneau à gaz; ce tube constituait l'une des électrodes; l'autre était fixée suivant l'axe. La température du tube était mesurée au moyen d'un couple thermo-électrique platine-platine rhodié. La quantité de sel passant à travers le tube était estimée en recueillant les gouttelettes sur un tampon de verre filé.

L'énergie nécessaire pour produire l'ionisation peut être calculée d'après la variation de température de la conductibilité spécifique, et celle-ci peut être comparée à l'énergie nécessaire pour ioniser des corps en solution.

---

(1) *Phil. Trans.*, A., 1899.

Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

La relation entre le courant et la force électromotrice, dans l'air, dépend beaucoup de la direction du courant. Quand l'électrode extérieure est négative, le courant a une valeur de saturation avec une force électromotrice d'environ 200 volts; mais, quand le tube extérieur est positif, elle augmente rapidement avec le courant, même avec une force électromotrice de 800 volts, de façon qu'une force électromotrice plus grande est nécessaire pour produire la saturation, en supposant que cette saturation puisse être produite.

Avec des vapeurs salines, la relation entre le courant et la force électromotrice n'est pas affectée beaucoup par le renversement du courant. Le courant était toujours plus grand quand le tube extérieur était négatif; c'était le contraire avec de l'air seul. A basse température, le courant atteint une valeur de saturation; mais, au-dessus de 1000°, elle augmente presque proportionnellement à la force électromotrice.

La variation avec la température du courant, à force électromotrice constante, peut être représentée, pour l'air, par une formule de la forme :

$$C = A\theta^n,$$

dans laquelle C désigne le courant, θ la température absolue, A et n des constantes. La constante n dépend de la force électromotrice employée. Elle est égale à 17 pour 240 volts, à 13 pour 40 volts. Cependant le courant ne commence pas immédiatement, quand on élève la température; il augmente toujours régulièrement avec la température, de telle sorte que la plus basse température à laquelle le courant puisse être décelé dépend entièrement de la sensibilité du galvanomètre.

L'énergie nécessaire pour ioniser 1 molécule-gramme d'air a été estimée en supposant que la fraction de gaz dissociée en ions est proportionnelle au courant pour de faibles forces électromotrices.

Cette énergie peut être obtenue au moyen de la formule thermodynamique ordinaire donnant la variation de la dissociation avec la température. Le résultat, pour l'air, est de 60.000 calories entre 1.000 et 1.300° C. Cette quantité d'énergie est du même ordre de grandeur que l'énergie mise en liberté quand les ions H et OH se combinent pour former de l'eau, en solution.

La relation entre le courant et la température, pour des vapeurs salines, est assez compliquée.

Avec l'iodure de potassium, en employant une force électromotrice de 800 volts, le courant a les valeurs suivantes ($I = 10^{-4}$ ampères) :

Température..	500°	600°	700°	800°	900°	1.000°	1.100°	1.150°	1.200°	1.300°
Courant......	0,7	1,8	3,0	4,0	4,5	4,0	3,5	3,6	7,0	7,0

En employant une force électromotrice de 100 volts, on obtient les valeurs suivantes du courant ($I = 10^{-5}$ ampères):

Température.	300°	400°	500°	600°	700°	800°	900°	1.000°	1.100°	1.200°	1.300°
Courant......	0,2	1,9	5,1	5,4	5,5	5,5	5,5	5,3	6,8	8,2	9,2

Ainsi, le courant a un maximum près de 900° C., et il s'élève très rapidement à près de 1.150°. Des résultats semblables ont été obtenus avec d'autres sels.

L'énergie nécessaire pour ioniser 1 molécule-gramme d'iodure de potassium à 300° environ est estimée à 15.000 calories.

Le courant maximum transporté par la vapeur saline (à 1.300° sous 800 volts) est presque égal à celui qui est nécessaire pour électrolyser la même quantité de sel en solution.

Ce fait peut être considéré comme une preuve en faveur de l'hypothèse que les ions sont de même nature dans les deux cas.

J.-E. PETAVEL. — On the Heat dissipated by a Platinum Surface at High Temperatures. Part IV. — High-Pressures Gases (Sur la chaleur dissipée par une surface de platine à des températures élevées, 4e partie. — Gaz à des pressions élevées). — P. 246-247.

L'auteur donne un court extrait de ses expériences, qui forment une suite à des recherches antérieures ([1]) et qui sont relatives à la perte de chaleur dans des gaz fortement comprimés. Le radiateur se trouve dans une solide enveloppe d'acier dont la température est maintenue à 18° C. par un courant d'eau. La chaleur cédée par le corps rayonnant est donnée par la formule :

$$E = ap^{\alpha} + bp^{\beta}\theta,$$

dans laquelle E représente la quantité totale de chaleur cédée exprimée en petites calories par centimètre carré de surface et par seconde,

---

([1]) *Philos. Trans.*, A., t. CXCI, p. 508 ; 1898.

p la pression en atmosphères, θ la différence de température du corps rayonnant et de l'enceinte. Les limites entre lesquelles cette formule est exacte et les valeurs numériques des constantes, pour les divers gaz étudiés, sont données dans le tableau suivant :

	$a \times 10^6$	$b \times 10^6$	α	β	de $\theta =$	à $\theta =$	et de $p =$	à $p =$
Air..................	403	1,63	0,56	0,21	100	1.100	7	170
Oxygène..............	397	1,39	0,58	0,28	100	1.100	15	115
Hydrogène............	2.705	1,88	0,35	0,36	300	1.100	7	113
Protoxyde d'azote.....	276	1,70	0,74	0,28	100	800	5	40
Anhydride carbonique.	207	1,50	0,82	0,33	100	1.100	10	35

L'auteur a également traité la question de savoir quelle est la part que prennent la convection, la conductibilité et le rayonnement à la perte totale de chaleur.

Tous les gaz montrent une rapide augmentation de la conductibilite avec les pressions croissantes. Dans l'air, par exemple, le refroidissement est six fois plus rapide à 100 atmosphères qu'à la pression atmosphérique.

G.-F.-C. SEARLE et T.-G. BEDFORD. — The Measurement of Magnetic Hysteresis (Mesure de l'hystérésis magnétique). — P. 348-352.

La mesure se fait au moyen d'un électrodynamomètre balistique (type wattmètre). Le courant magnétisant I traverse la bobine fixe et le courant induit dans une bobine secondaire traverse la bobine mobile de l'électrodynamomètre. En faisant varier I de $+ I_0$ à $- I_0$, on obtient une déviation α_1 ; en le faisant varier de $- I_0$ à $+ I_0$, on obtient une déviation α_2. La somme $\alpha_1 + \alpha_2$ est proportionnelle à l'hystérésis par cycle.

L'auteur donne une théorie détaillée de cette méthode.

B.-D. STEELE. — The Measurement of Ionic Velocities in Aqueous Solution, and the Existence of Complex Ions (Mesure des vitesses ioniques en solutions aqueuses et existence d'ions complexes). — P. 358-360.

La méthode de mesure des vitesses ioniques, décrite par Masson, a été modifiée par l'auteur de manière à éviter l'emploi d'une solution de gélatine et d'indicateurs colorés.

Une solution aqueuse du sel à étudier est enfermée entre deux

cloisons de gélatine qui contiennent les ions indicateurs en solution, l'appareil étant toujours arrangé de manière que la solution la plus lourde soit placée au-dessous de la plus légère. Lors du passage du courant, les ions de la solution étudiée s'éloignent de la gelée, suivis à chaque extrémité par les ions indicateurs ; la limite est tout à fait visible, à cause de la différence de l'indice de réfraction des deux solutions. La rapidité du mouvement des bords est mesurée au moyen d'un cathétomètre, et le rapport des vitesses des bords donne immédiatement le rapport des vitesses ioniques.

On a trouvé que, pour la production et le maintien d'un bon bord de réfraction, une certaine chute de potentiel est nécessaire pour n'importe quelle paire de solutions données, et cette chute varie beaucoup suivant les différentes limites.

Par exemple, la limite entre l'acétate et le chlorure de potassium est stable pour une chute de potentiel de 0,82 volt, tandis que, pour la stabilité de la limite sulfate de cadmium-sulfate de cuivre, il faut au moins 2,54 volts.

L'explication de ce fait se relie probablement à la théorie des piles à liquides de Nernst.

On a noté certaines régularités dans l'influence de différents sels sur les points de fusion des gelées, et il semble que cette influence soit de nature additive, dépendant de la nature de l'anion et du cathion.

Les valeurs obtenues pour les nombres de transport montrent une concordance remarquable avec les nombres de Masson, tels qu'ils ont été mesurés dans la gélatine, pour les chlorures de potassium et de sodium. Mais, pour le chlorure de lithium et le sulfate de magnésium, il n'existe aucune ressemblance. Pour tous les sels, une comparaison avec les chiffres de Hittorf ne montre qu'une ressemblance approximative.

Connaissant la résistance spécifique de la solution étudiée, on peut calculer la chute de potentiel dans cette partie du système et en déduire la vitesse moyenne absolue,

$$U = x . u,$$

x désignant le coefficient d'ionisation et u la vitesse ionique absolue.

Il existe une ressemblance frappante entre la somme des vitesses d'anions et de cathions et la somme calculée d'après les valeurs des

conductibilités déterminées par Kohlrausch. Les vitesses d'un grand nombre d'ions de différents sels, à diverses concentrations, ont été calculées, et l'auteur a mesuré la vitesse des ions H et OH. Les résultats sont les suivants :

	Trouvé	Calculé
OH dans KOH 0,5N	0,001435	0,00145
» » NaOH 0,2N	0,00158	0,00152
H dans AzO^3H 0,2N	0,00282 0,00272	0,00280

Le rapport du courant mesuré par le galvanomètre au courant calculé par la vitesse des bords n'est égal à l'unité que pour quelques sels du type KCl ; pour d'autres sels, ce rapport a, suivant les cas, des valeurs plus grandes ou plus petites que 1.

L'auteur arrive à cette conclusion que, dans tous les cas où il se produit quelque changement considérable dans les nombres de transport, avec des changements dans la concentration, il existe des ions complexes en quantité plus ou moins grande.

Mrs. Hertha AYRTON. — The Mechanism of the Electric Arc (Mécanisme de l'arc électrique). — P. 410-414.

L'objet du mémoire de Mme Ayrton est de montrer qu'en appliquant les lois ordinaires de la résistance, de l'échauffement, du refroidissement et de la combustion de l'arc considéré comme une rupture dans un circuit fournissant son propre conducteur par la volatilisation de sa propre matière, on peut expliquer tous les phénomènes principaux qui se passent dans l'arc sans faire intervenir l'existence d'une grande force contre-électromotrice, ou d'une résistance négative, ou de tout autre attribut spécial.

W. DUDDELL. — On the Resistance and Electromotive Forces of the Electric Arc (Sur la résistance et les forces électromotrices de l'arc électrique) — P. 512-518.

L'auteur, dans un résumé historique, montre que plusieurs de ses prédécesseurs n'ont pas réussi à mesurer la vraie résistance et la force contre-électromotrice de l'arc, parce qu'ils ont fait leurs mesures lorsque les conditions de l'arc étaient modifiées par le courant d'épreuve. Les méthodes dans lesquelles un courant d'épreuve alternatif est superposé à un courant continu se sont

trouvées en défaut, parce que la fréquence du courant alternatif n'était pas assez élevée.

L'auteur a été conduit à employer la méthode suivante : Soit un appareil A possédant une résistance et une force électromotrice, mais pas de self-induction ni de capacité, et traversé par un courant continu. On lui ajoute un courant d'épreuve alternatif. Si l'appareil A possède une résistance vraie, et si la fréquence du courant d'épreuve est telle que les conditions de l'appareil ne soient pas changées, la résistance de A sera constante dans toute l'échelle de variation du courant, et sera égale à l'impédance de A, pour le courant alternatif superposé. Un critérium pour la constance de la résistance de A, c'est que le facteur de puissance de A pour le courant alternatif soit égal à l'unité. Donc, pour prouver que l'arc a une résistance vraie et pour trouver sa valeur, il faut : 1° montrer qu'il est possible de trouver une valeur de la fréquence du courant d'épreuve pour laquelle le facteur de puissance de l'arc par rapport à ce courant soit l'unité ; 2° montrer que le facteur de puissance reste l'unité et l'impédance constante, même si la fréquence est augmentée ; 3° déterminer, dans ces conditions, la valeur de l'impédance de l'arc, qui est sa résistance vraie.

L'appareil de l'auteur se compose d'un alternateur, d'un thermogalvanomètre mesurant les trois voltages et d'une résistance étalon avec laquelle on compare l'impédance de l'arc. Les mesures ont permis de constater que l'arc, aux basses fréquences, possède un facteur de puissance négatif, ce qui indique qu'il fournit de l'énergie à l'alternateur. L'existence de cette force contre-électromotrice n'est pas en opposition avec le principe de la conservation de l'énergie, car elle provient d'une transformation du courant continu fourni à l'arc.

L'auteur a étudié l'influence de la variation du courant direct, de la longueur de l'arc et de la nature des électrodes sur ces phénomènes. Il a reconnu que la force contre-électromotrice se compose de deux parties, localisées aux contacts des électrodes avec la colonne de vapeur ou près de ces contacts. La force électromotrice à l'électrode positive, d'environ 17 volts, est opposée au flux du courant direct, tandis que la force électromotrice à l'électrode négative, d'environ 6 volts, est dans le sens du courant direct : c'est donc une force électromotrice directe.

L'auteur considère que la plus grande partie de ces deux forces électromotrices est due à des actions thermo-électriques. Ce qui ten-

drait à le confirmer, c'est qu'il est possible d'obtenir une différence de potentiel de 0,6 volt en chauffant inégalement deux électrodes de carbone solide avec un chalumeau, le charbon le plus chaud étant positif par rapport au plus froid. En employant des charbons à mèche, et en ajoutant des sels de potassium, on a élevé cette différence de potentiel à 1,5 volt. Or les différences de température qui existent dans l'arc sont bien plus élevées que celles que donne un chalumeau.

R. Paillot.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

6e série, t. IV; septembre 1902.

T.-C. PORTER. — On the Ebullition of rotating Water (Sur l'ébullition de l'eau en mouvement de rotation). — P. 330-335.

Si l'on communique à l'eau placée dans un vase à parois verticales un mouvement de rotation rapide, on conçoit que la pression doit diminuer graduellement de la périphérie au centre; si, de plus, on pouvait porter la masse d'eau tout entière à une température légèrement inférieure au point d'ébullition, la formation de vapeur devrait commencer au centre.

M. T.-C. Porter a réalisé autant que possible ces conditions, et il a observé que l'ébullition se fait par pulsations de plus en plus rapides, qu'il a étudiées par la photographie. — Les épreuves ont montré qu'il y a d'abord formation d'une colonne de vapeur axiale; puis la courbure concave de la surface du liquide disparaît, et une colonne de vapeur d'eau est brusquement projetée au dehors; aussitôt après, on voit quelques bulles de vapeur se mouvant vers le bas, la concavité se reforme, puis la pointe centrale remonte, et le phénomène recommence.

La soudaineté du phénomène et la forme des projections obtenue par la photographie rappellent de près celles des protubérances solaires. L'auteur se demande si ces protubérances ne seraient pas dues à une cause analogue, les dépressions à la surface du soleil ayant pour origine des mouvements cycloniques.

G. Roy.

J.-D. EVERETT. — On the Comparison of Vapour-Temperatures at Equal-Pressures (Sur la comparaison des températures des vapeurs à pressions égales). — P. 335-338.

MM. Ayrton et Perry ont démontré dernièrement, en confirmant la formule de Rankine qui relie la pression et les températures des vapeurs de deux substances à la même pression, que la loi de Ramsay et Young pouvait s'en déduire. — Si, en effet, dans la formule de Rankine

$$\log p = \alpha - \frac{\beta}{t} - \frac{\gamma}{t^2},$$

on néglige le terme en t^2, on a pour deux vapeurs à la même pression :

$$\log p = \alpha - \frac{\beta}{t} = \alpha' - \frac{\beta'}{t'},$$

d'où

$$\frac{\beta}{t} - \frac{\beta'}{t'} = \alpha - \alpha'.$$

Si p varie, on a un système de lignes qui se coupent en un point $x = \frac{\beta}{\alpha - \alpha'}$, $y = -\frac{\beta'}{\alpha - \alpha'}$.

Si l'on conserve le terme en t^2, les équations deviennent celles d'une série de droites se coupant en des points $x = \frac{\beta + \frac{\gamma}{t}}{\alpha - \alpha'}$, $y = -\frac{\beta' + \frac{\gamma'}{t'}}{\alpha - \alpha'}$ dont la position varie avec p, et qui sont situées sur une courbe ayant sa concavité tournée de façon que l'origine soit en dehors.

G. Roy.

Edwin EDSER et Edgar SENIOR. — The Diffraction of Light from a Dense to a Rarer Medium, when the Angle of Incidence exceeds its Critical Value (La diffraction de la lumière d'un milieu plus dense à un milieu moins dense quand l'angle d'incidence dépasse sa valeur limite). — P. 346-352.

Les auteurs reprennent l'étude de la réfraction d'une onde plane à travers une surface de séparation plane. Ils déterminent l'angle de réfraction et la position de l'onde réfractée en exprimant que, pour chacun de ses points, les ébranlements communiqués par tous les

points d'une petite région de la surface réfringente sont synchrones. Quand l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite, le problème ainsi posé ne comporte pas, en général, de solution; mais le raisonnement tombe en défaut pour des points du second milieu très rapprochés de la surface réfringente, de sorte qu'on retrouve le phénomène connu de la propagation de l'ébranlement lumineux à une très petite distance de la surface réfringente, dans le cas de la réflexion totale.

Quand l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite, plusieurs points de la surface réfringente ne peuvent plus envoyer à un même point P du second milieu des ébranlements synchrones; mais on peut déterminer sur cette surface des points qui envoient en P des ébranlements différant entre eux d'un nombre entier de longueurs d'onde. Le renforcement que ces ébranlements détermineraient en P est empêché par les ébranlements discordants provenant des points intermédiaires de la surface. Supprimons ces ébranlements discordants en couvrant par des écrans les régions correspondantes : nous obtiendrons en P un phénomène lumineux.

Les auteurs sont conduits par ce raisonnement à recouvrir la surface réfringente d'un réseau formé de traits perpendiculaires au plan d'incidence de la lumière. On obtient alors avec de la lumière blanche, notamment en visant à l'infini, une série de spectres analogues à ceux qu'on observe dans l'expérience ordinaire des réseaux. Quand l'angle d'incidence est inférieur ou égal à l'angle limite, il y a une image centrale blanche qui correspond à la direction de réfraction régulière. Quand l'angle d'incidence dépasse l'angle limite, il n'y a pas d'image centrale, et le phénomène commence suivant la direction rasante par un spectre d'ordre q dépendant de la valeur de l'angle d'incidence et de la finesse du réseau. En s'écartant de cette direction, l'on observe des spectres d'ordre croissant.

L'expérience a été réalisée à l'aide d'un réseau de Nobert de 3000 lignes par pouce, photographié sur une mince couche de collodion à la surface d'une lame de verre, elle-même collée par sa seconde face sur la face hypoténuse d'un prisme rectangle isocèle, par l'interposition d'une couche de baume de Canada. L'appareil est monté sur la table centrale d'un spectromètre. La lumière incidente venant du collimateur arrive normalement sur une des faces de l'angle droit du prisme, et rencontre la face hypoténuse sur un angle de 45°, supérieur à l'angle limite. On observe de brillants

spectres de diffraction en regardant du côté de la face couverte de collodion, soit à l'œil nu, soit à l'aide d'une lunette réglée pour l'infini. En tournant légèrement le prisme sur la plate-forme, on peut rendre l'angle d'incidence inférieur à l'angle limite et observer l'image centrale, ou augmenter cet angle et voir disparaître les spectres l'un après l'autre. On observe aussi dans la lumière réfléchie une image centrale blanche avec des spectres de diffraction, en visant à travers la troisième face du prisme.

FOUSSEREAU.

J.-J. THOMSON. — Experiments on Induced-Radioactivity in Air, and on the Electrical Conductivity produced in Gases when they pass through Water (Expériences sur la radioactivité induite dans l'air, et la conductibilité produite dans l'eau). — P. 352-367.

Il résulte d'expériences d'Elster et Geitel qu'un fil chargé négativement, à l'air libre ou dans une enceinte assez grande, devient radioactif, c'est-à-dire augmente la conductivité électrique de l'air dans son voisinage. Selon ces physiciens allemands, le fait serait dû à quelque constituant de l'atmosphère qui serait radioactif, analogue à l'« émanation » du thorium de Rutherford, et qui serait attiré par le corps électrisé négativement. Les expériences qui suivent démontrent qu'on peut expliquer le phénomène sans invoquer la présence d'une substance radioactive dans l'atmosphère.

Au lieu d'opérer à l'air libre, on a opéré dans un vase de dimensions moyennes ; et d'une part, dans les conditions normales, on n'a pu révéler la moindre trace de radioactivité ; d'autre part, on a trouvé qu'un fil électrisé négativement placé dans le vase a acquis des propriétés analogues à celles qu'ont signalées Elster et Geitel, *à condition d'exposer le gaz qui remplit le vase aux rayons de Röntgen*.

On opère dans une grande boîte cylindrique en zinc de 1 mètre de haut et $0^{m},75$ de diamètre, qui présente des fenêtres de carton pour pouvoir faire agir les rayons X. Au centre, on placera une barre métallique de laiton, isolée de l'enceinte de zinc et reliée à un électromètre. Si l'on porte l'enceinte de zinc à un potentiel constant par une pile de 500 éléments dont l'autre pôle est au sol, il s'établira entre l'enceinte de zinc et la barre qui est au centre de la boîte un courant électrique par l'air de la boîte : on pourra mesurer ce cou-

rant à l'électromètre (comme on mesure le courant de déperdition avec un électromètre Exner dans les expériences d'électricité atmosphérique).

On peut, par des dispositifs que l'on trouvera dans le mémoire original, relier la barre métallique centrale au pôle + ou au pôle — d'une machine Wimshurst, et cela pendant plusieurs heures de suite, puis l'isoler de nouveau et la relier à l'électromètre. Si l'électrisation du barreau a eu pour effet d'ioniser l'air dans son voisinage, on trouvera à l'électromètre un courant plus fort. On ne trouve aucune différence, que le barreau ait été électrisé + ou —, tant qu'on n'a pas fait agir des rayons X sur le gaz intérieur au récipient. Si, au contraire, on a relié le barreau intérieur au pôle — d'une machine Wimshurst, tout en faisant agir les rayons Röntgen sur le gaz contenu à l'intérieur du récipient, on trouve ensuite un courant nettement plus fort; il a passé, par exemple, de sa valeur normale, 74 unités arbitraires), à 86, tandis qu'il oscillait entre 71 et 76 pour tous les autres cas : barreau chargé +, barreau resté constamment à l'état neutre, ou encore barreau chargé —, mais sans qu'on ait pris soin de faire agir pendant le même temps les rayons X sur le gaz intérieur.

Ainsi l'électrisation négative d'un métal a pour effet d'accélérer l'ionisation du gaz dans lequel il est plongé, s'il existe une cause d'ionisation, telle que l'action des rayons X. Encore ne réussit-on pas avec une action ionisante quelconque : l'air ionisé par le phosphore ou par la flamme d'un brûleur Bunsen n'a pas présenté cet accroissement de conductivité au voisinage d'un fil électrisé négativement, qu'a présenté l'air röntgenisé.

Pour exagérer cette action d'un corps chargé négativement, J.-J. Thomson a eu l'idée de projeter dans l'air du récipient précédent de très fines gouttelettes d'eau électrisées négativement; il s'est servi d'un pulvérisateur chargé négativement par lequel on projette un jet à haute pression ; on obtient un gaz chargé de gouttelettes très fines, qui, en repos parfait, peuvent mettre plusieurs *jours* à tomber. La conductibilité présentée par un pareil gaz est celle d'un gaz *sujet à une production continue d'ions* : l'un des caractères de cette conductibilité est qu'il y a, pour une force électromotrice croissante, un courant croissant jusqu'à une valeur limite, qui est le *courant de saturation*, et qui correspond au cas où les ions se dirigent et transportent l'électricité d'une électrode à l'autre, exactement

aussi vite qu'ils se forment. La conductibilité d'un pareil gaz peut atteindre plus de vingt fois celle de l'air normal. (Elle n'est d'ailleurs pas symétrique, et on a un courant plus intense quand c'est le fil central qui est l'électrode positive que quand c'est l'électrode négative.)

Pour J.-J. Thomson, un corps électrisé négativement attire des ions positifs dont quelques-uns diminuent sa charge, mais dont les autres forment autour de lui une sorte de manchon d'électricité positive. Entre cette enveloppe et le métal négatif existe un champ électrique intense, qui peut devenir suffisant pour que les ions négatifs, retenus en temps normal par l'attraction du métal, s'échappent et soient projetés jusqu'au delà de la couche positive, donnant au delà de véritables rayons cathodiques de très faible pouvoir pénétrant, qui ionisent le gaz.

B. B.

E. RUTHERFORD et A.-G. GRIER. — Deviable Rays of Radioactive Substances (Rayons déviables des substances radioactives). — P. 315-330.

E. RUTHERFORD et F. SODDY. — The Cause and Nature of Radioactivity (Cause et nature de la radioactivité). — P. 370-396 et p. 569-585.

1. On a cherché, pour les diverses substances radioactives, à distinguer quantitativement l'effet des rayons déviables et celui des rayons non déviables par le champ magnétique. En général, l'action ionisante, mesurée à l'électromètre (par un dispositif rappelant celui des expériences de Becquerel, Curie, etc.), est plus grande pour les rayons non déviables que pour les rayons déviables. Par contre, les rayons déviables sont moins aisément absorbés que les rayons non déviables.

Les rayons déviables sont, en somme, des rayons cathodiques, et les rayons non déviables des rayons de Röntgen (très peu pénétrants) : M. Becquerel a émis l'idée que les derniers pourraient n'être que la résultante des premiers : M. Rutherford n'adopte pas cette idée, et ses expériences ont précisément pour conclusion la possibilité de séparer dans certains cas, et d'attribuer à des substances ou du moins à des actions distinctes, les deux espèces de radiations.

Les radiations produites par des substances rendues actives par l'émanation du radium et du thorium vont en diminuant avec le

temps ; il se trouve que les deux espèces de radiations, déviables et non déviables, décroissent sensiblement dans la même proportion.

Mais l'auteur a montré qu'on peut séparer du thorium un produit beaucoup plus actif en précipitant le nitrate de thorium par l'ammoniaque. Si la solution filtrée, débarrassée de thorium, est évaporée à siccité et que les sels ammoniacaux soient chassés en chauffant, il reste un très petit résidu qui a jusqu'à 1000 fois l'activité de l'oxyde de thorium. Cette fonction radioactive a reçu le nom de thorium X. Si l'on a recours à une série considérable de précipitations successives, l'oxyde de thorium peut être complètement débarrassé de rayons déviables, tout en gardant environ 30 0/0 de rayons non déviables. La radiation non déviable (ou rayons α) persiste dans l'oxyde de thorium quand on lui a enlevé les rayons β ou déviables.

De même, Crookes avait tiré des sels d'uranium un résidu actif, Ur. X; et Becquerel avait obtenu un sulfate de baryum résultant de la précipitation d'un mélange de chlorures de baryum et uranium, qui tous deux ont une radiation presque entièrement composée de rayons déviables. Il ne semble donc pas que la radiation déviable soit, en général, l'origine de l'autre, puisqu'elle peut être présente en certains cas où cette autre est absente.

Quant au rapport de l'ionisation due aux rayons β à celle qui est due aux rayons α, voici comment on le détermine : on se place à une distance définie, $5^{cm},7$, d'une couche de substance active, à une distance suffisante pour que tous les rayons α aient été absorbés. On peut arrêter complètement les rayons α avec une mince lame d'aluminium. Si on met à la distance indiquée une lame métallique parallèle à la couche active, le courant qui s'établit entre les deux mesure le nombre total d'ions libérés par seconde dans l'intervalle ; en comparant le courant : 1° avec la substance active nue ; 2° avec cette substance recouverte d'une mince lame d'aluminium, on a le rapport de l'effet de α et β à l'effet de β seul. On trouve ainsi que pour l'uranium, dans ces conditions, le rapport $\frac{\beta}{\alpha}$ est 0,0074 ; il est, pour le thorium, 0,0020, et pour le radium, 0,0033.

Si l'on connaît le coefficient d'absorption de l'air pour les rayons β, on peut en déduire le rapport du nombre total d'ions produit par les rayons β disséminés à toute distance au nombre total d'ions produit par les rayons α, déjà arrêtés à 5 centimètres.

Le coefficient λ de l'expression $q \,.\, e^{-\lambda x}$, qui mesure la proportion

de rayons β qui ont traversé un espace x, est égal, pour l'air, et pour les rayons β de l'uranium, à $\frac{1}{154}$ (1); il en résulte que le nombre total d'ions produit par les rayons β est au nombre total produit par les rayons α dans le rapport :

$$\frac{0,0074}{5,7} \times 154 = 0,2.$$

Ce rapport serait $\frac{1}{22}$ pour l'oxyde de thorium et $\frac{1}{14}$ pour le radium. Mais, pour avoir l'énergie totale consacrée dans la masse du corps actif à chacune de ces deux radiations, il faudrait encore tenir compte de ce fait que la radiation α est beaucoup plus énergiquement absorbée par la moindre couche du corps radioactif lui-même, et que l'émission, se faisant par toute la masse, se trouve beaucoup plus réduite par cette absorption pour les rayons α que pour les rayons β. On calculerait ainsi, en admettant que l'absorption des rayons α par un corps est proportionnelle à sa densité, que, pour l'uranium, à peine $\frac{1}{1000}$ de l'énergie rayonnée totale est transportée par les rayons β, c'est-à-dire sous forme d'électrons : le rapport est encore plus petit pour le thorium et le radium. On voit ainsi que, dans les substances radioactives permanentes, les électrons ne représentent qu'une faible partie de l'énergie dissipée.

2. MM. Rutherford et Soddy, recherchant les causes mêmes de la radioactivité, sont conduits à penser que le phénomène est accompagné de changements chimiques qui donnent lieu à la production continue de nouveaux types de matière. Il y a : 1° production de matière radioactive; 2° dissipation par radiation de l'énergie disponible; et c'est l'équilibre entre ces deux actions opposées qui maintient la constance de la propriété radioactive. On a indiqué plus haut comment Rutherford a obtenu par précipitation du nitrate de thorium un résidu actif, mille fois plus actif au moins que les composés du thorium (Th. X) : l'activité de ce résidu diminue avec le temps; elle passe de 100 à 53 en 6 jours et à 11,1 en 15 jours; et elle obéit à la même loi de décroissance que l'activité de l'*émanation* du thorium.

Au contraire, l'hydrate de thorium précipité a, au début, une acti-

---

(1) λ est l'inverse d'une longueur, et est exprimé ici en cm^{-1}.

vité qui est moins de la moitié de celle de l'oxyde de thorium d'où l'on était parti ; mais cette activité va en croissant avec le temps : elle passe de 44 à 83 en 10 jours et à 100 en 28 jours ; elle cesse alors d'augmenter si on l'abandonne indéfiniment. C'est qu'alors l'équilibre est établi entre la production de substance radioactive par réaction intérieure à l'hydrate, et la perte d'activité de cette substance active. L'ammoniaque est jusqu'ici le seul réactif qui ait permis de séparer le Th. X des sels de thorium.

Le thorium complètement débarrassé de Th. X et de la radioactivité provoquée due à ce dernier composé, possède une activité d'environ 25 0/0 de sa valeur initiale ; et cette radiation résiduelle consiste alors entièrement en rayons *non déviables par le champ magnétique*.

3. Les auteurs reprennent et complètent l'étude de l'émanation du thorium. On peut faire perdre à l'oxyde de thorium et lui faire recouvrer son pouvoir d'émanation ; ce qui éclaire le phénomène d'un jour nouveau, c'est que la vitesse avec laquelle décroît, avec le temps, le pouvoir d'émanation du corps Th. X, varie exactement comme la vitesse de décroissance de son activité ; et, de même, la vitesse avec laquelle le précipité d'hydrate recouvre ce pouvoir varie comme la vitesse avec laquelle le précipité d'hydrate recouvre sa radioactivité.

Sur la nature chimique de l'émanation, qui n'est atténuée par aucun réactif, acide sulfurique concentré, magnésium au rouge blanc, il est possible qu'on ait affaire à un gaz de la famille de l'argon, produit par une réaction chimique secondaire qui fait suite à la réaction primaire qui a produit le thorium X.

B. B.

J. LARMOR. — On the Influence of Convection on Optical Rotatory Polarization (De l'influence de la convection sur la polarisation rotatoire optique). — P. 367-370.

Le professeur Lorentz avait établi une théorie d'après laquelle il pouvait exister une action de la rotation de la terre dans son orbite sur la polarisation rotatoire optique. En fait, lord Rayleigh a constaté que cet effet n'existe pas pour le quartz [1]. M. Larmor avait con-

[1] Lord RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, p. 215-220 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 834 : 1902.

testé le raisonnement de M. Lorentz, et était arrivé à cette conclusion que, pour une lumière de longueur d'onde donnée, la polarisation optique devait être indépendante du mouvement de la terre, si la convection n'altère pas la forme de la relation qui lie la polarisation électrique à la force électrique. Il reconnait aujourd'hui que cette objection ne fait pas tomber le raisonnement de Lorentz, parce qu'un renversement du sens de propagation de la lumière dans un milieu en mouvement modifie la longueur d'onde. La conclusion à tirer des résultats de lord Rayleigh serait que, dans un milieu en rotation comme dans un milieu en repos, les ions ou électrons liés à la matière n'exercent les uns sur les autres que des actions purement électrodynamiques.

FOUSSEREAU.

R.-W. WOOD. — On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum (Sur un cas remarquable de distribution inégale de lumière dans un spectre de réseau diffringent). — P. 396-402.

On sait que, dans les divers spectres donnés par un réseau, la lumière est inégalement distribuée, et que la lumière totale d'un d'entre eux recombinée ne donnerait pas de la lumière blanche.

L'effet observé est tout autre. Le réseau est de Rowland; on observait les spectres d'une lampe à incandescence (lampe Nernst) directement dans le réseau sans autre appareil d'optique. Sous certains angles d'incidence, on vit dans le spectre des images monochromatiques obscures ou brillantes du filament. Sous certaines incidences, on passait d'un maximum à un minimum pour une différence de λ égale à celles des deux raies D. Autrement dit : *Sous une certaine incidence, le réseau montrerait une raie* D *et pas l'autre.*

Comment expliquer ce phénomène?

M. Wood a observé en lumière polarisée, et constaté que ces anomalies se produisent quand la direction de la vibration est perpendiculaire à la direction des traits du réseau. En tournant le nicol à angle droit, on ne les observait plus.

Le phénomène, plus net en lumière polarisée, se présente ainsi :

Pour une incidence de 4°,12 du côté du spectre, on a une bande brillante ($\lambda = 609$) et une obscure ($\lambda = 517$). L'incidence diminuant, les deux images se rapprochent également du milieu du spectre et,

pour l'incidence *normale*, elles sont confondues et disparaissent. L'incidence changeant de sens et croissant, on voit une bande blanche, qui s'élargit, se terminer par des bords estompés, qui s'éloignent du centre quand l'incidence augmente et se décomposent aussi en d'autres bandes.

Si l'on colle sur le réseau une glace de verre, on a une paire de bandes noires non symétriques qui se déplacent vers le rouge, quand l'incidence varie.

M. Wood a aussi tenté des expériences en mettant une glace à $0^{mm},3$ en avant du réseau, et plaçant dans l'intervalle de l'eau glycérinée.

L'indice de réfraction variant dans la hauteur du liquide, la bande devient en forme d'S.

L'étude de ces phénomènes sera continuée.

E. PERREAU.

W. CASSIE. — On the Measurement of Young's Modulus (Sur la mesure du coefficient d'élasticité). — P. 402-410.

L'idée de la méthode proposée par M. Cassie est ingénieuse. Au lieu de faire exécuter à un bifilaire des oscillations de torsion, dans lesquelles le couple moteur est fourni presque exclusivement par la gravité, l'auteur propose de le faire osciller dans le plan des fils. Dans cette oscillation de *tangage*, l'un des fils s'allonge tandis que l'autre se raccourcit et inversement. Le couple moteur est fourni exclusivement par la réaction élastique des fils.

Soit Mk^2 le moment d'inertie du système suspendu, autour d'un axe de rotation perpendiculaire au plan de la suspension bifilaire et passant par le centre de gravité du système, que nous supposerons en coïncidence avec le centre de suspension; soient $2c$ la distance des fils supposés de même longueur l, θ l'angle d'écart, E le coefficient d'élasticité cherché. L'équation du mouvement est :

$$Mk^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{2Ec^2}{l}\theta.$$

On en déduit pour la fréquence n_1 des oscillations :

$$n_1^2 = \frac{2Ec^2}{4\pi^2 Mk^2 l}.$$

En disposant les fils ensuite à la distance $2d$ et désignant par n_2 la nouvelle valeur de la fréquence, on aura

$$n_1^2 - n_2^2 = \frac{2E(c^2 - d^2)}{4\pi^2 MK^2 l}.$$

On peut toujours s'arranger pour que le système suspendu ait le même moment d'inertie autour de l'axe d'oscillation bifilaire et de l'axe de tangage. Désignant alors par n' et n'' les fréquences pour l'oscillation bifilaire avec les distances $2c$ et $2d$ des fils, le moment d'inertie s'élimine, et le coefficient d'élasticité E se détermine par la formule

$$E = \frac{1}{2} Mg \frac{n_1^2 - n_2^2}{n'^2 - n''^2}.$$

L'auteur indique, avec figures à l'appui, la forme à donner à l'appareil; mais il ne publie le résultat d'aucun essai de mesure exécuté par cette méthode.

E. B.

Johnstone STONEY. — On the Law of Atomic Weights (Sur la loi des poids atomiques). — P. 411-416.

Les propriétés des corps simples dépendent, d'après Mendeleef, d'une façon périodique, des poids atomiques des éléments ; en 1888, l'auteur avait proposé un diagramme différent de celui de Mendeleef pour représenter la succession des corps simples et les classer d'après leurs propriétés.

Dans ce diagramme, les corps simples sont représentés par l'intersection de 16 rayons et d'une spirale logarithmique. A une certaine échelle, le poids atomique de l'hydrogène est représenté par le volume d'une sphère dont le rayon est égal à celui qui part du point de rencontre avec la spirale, et de même pour les poids atomiques des autres corps. Ainsi disposés, les corps simples placés sur un même sesqui-radiens, c'est-à-dire sur un même rayon partant non du centre, mais de la partie interne de la spirale, ont des propriétés analogues.

Le rayon 16 était inoccupé en 1888, et il se trouve que les corps découverts dans l'atmosphère, dans ces dernières années, se placent dans le diagramme sur ce rayon. De plus, la variation des proprié-

tés d'un rayon à l'autre est graduelle, sauf entre les rayons 1 et 15, où l'on passe brusquement des corps les plus électropositifs aux corps les plus électronégatifs. Le rayon 16, placé entre ces deux rayons et correspondant aux corps nouveaux, expliquerait, dans une certaine mesure, les propriétés singulières de ces nouveaux corps simples.

L'auteur propose ce système, malgré les divergences qui se présentent, comme pouvant guider les recherches, ce système indiquant en particulier l'existence de corps de poids atomique inférieur à celui de l'hydrogène, l'infra-fluor, l'infra-oxygène et l'infra-azote.

La note suivante fait remarquer que certaines difficultés déjà existantes pour la régularité de la courbe, et qui se présentent également pour les corps nouveaux, au sujet de leur volume atomique à l'état solide, ne peuvent être levées que difficilement pour ce dernier. Les poids atomiques des nouveaux corps à intercaler sur le rayon 16 sont 20 pour le néon, 4 pour l'hélium, 39,6 pour l'argon, 81 pour le krypton et 127 pour le xénon.

G. Roy.

6e série, t. IV ; octobre 1902.

R.-W. WOOD. — On the Electrical Resonance of Metal Particles for Light-Waves (Sur la résonance électrique de particules métalliques pour des ondes lumineuses) (2e mémoire). — P. 425-429.

M. Wood a obtenu des pellicules colorées au moyen de dépôts fins de métaux alcalins. Cette coloration variant si l'on plonge la pellicule dans un milieu de constante diélectrique élevée, l'auteur attribue ces colorations à un phénomène de résonance électrique produit par les particules métalliques.

Il a obtenu de semblables pellicules d'or en produisant un dépôt d'or sur une glace plane dans un tube de Crookes où la cathode est une lame ou un fil d'or.

Par transparence, la couleur de la lame est ou verte, et elle présente alors les caractères optiques des lames minces ordinaires d'or, ou elle apparaît bleue, violette ou pourpre, et alors sa couleur change si, par exemple, on l'humecte.

En rayant ces plaques sous l'huile, on a obtenu des résonateurs de 0,8 μ à 1,1 μ. Le microscope fait voir alors de petites particules métalliques détachées.

L'élévation de température change la couleur.

M. Wood a aussi préparé de telles pellicules d'argent au moyen d'un dépôt par précipitation chimique.

E. PERREAU.

WILLIAMS. — On the Magnetic Change of Length and Electrical Resistance in Nickel (Sur la variation de longueur et de résistance électrique du nickel produite par l'aimantation). — P. 430-435.

M. Williams a étudié, sur un même échantillon (fil de nickel de $0^{m},12$ de diamètre, de 80 centimètres de long), ces deux phénomènes produits par l'aimantation : variation ΔL de longueur, changement ΔR de résistance.

Le fil était placé dans une bobine verticale de 1 mètre de long donnant un champ H de 30 C. G. S. par ampère, pouvant atteindre 420 unités. Le fil était soudé à deux tubes de laiton épais, le premier fixé à la table qui porte la bobine, le second accroché à un bras de levier dont l'autre bras portait un poids destiné à produire la tension du fil.

Un fil de cuivre, dont on comparait la résistance à celle du fil de nickel, était aussi suspendu à l'intérieur de la bobine.

Des précautions étaient prises pour éviter l'échauffement des fils.

On mesurait l'allongement au moyen du levier et d'un miroir, et la résistance au moyen d'un pont à fil, dont deux des bras étaient le fil de nickel et le fil de cuivre suspendus dans la bobine.

Voici quelques résultats pour une traction de 50 grammes :

H	10	50	100	200	300	350
$\frac{\Delta L}{L} \cdot 10^6$	0,3	10,9	21,9	34,7	41,2	43,3
$0,42 \frac{\Delta R}{R} \cdot 10^4$	1,5	12,5	23,5	35,5	41,2	43,6

Les deux courbes donnant $\frac{\Delta L}{L} \cdot 10^6$ et $0,42 \frac{\Delta R}{R} \cdot 10^4$ en fonction de H, sont à peu près superposables.

Pour le changement résiduel après suppression du champ, $\frac{\Delta R}{R}$ est considérablement plus grand que $\frac{\Delta L}{L}$; mais la forme de la courbe en fonction de H est la même.

E. PERREAU.

J. STEVENSON. — The Chemical and Geological History of the Atmosphere (L'histoire chimique et géologique de l'atmosphère). — P. 435-451.

L'auteur revient sur sa conclusion, précédemment exposée dans ce *Journal*[1], que l'oxygène libre est de date relativement récente dans notre atmosphère, qu'elle était primitivement composée d'acide carbonique, mélangé d'hydrocarbures, d'hydrogène et d'oxyde de carbone, et avait plusieurs centaines de fois l'étendue qu'elle a actuellement. Il répond ici à un certain nombre d'objections.

Sa théorie conduit, par exemple, à admettre la présence d'une végétation considérable avant l'apparition de l'oxygène libre. Mais les expériences de Phipson prouvent que les plantes peuvent pousser dans des gaz variés, et même la vie organique peut exister sans oxygène ni lumière. La conservation des plantes sous forme de dépôts de charbons ou d'hydrocarbures était même plus facile et plus complète aux époques antérieures à l'apparition de l'oxygène, et cette remarque ramène à des durées raisonnables le temps qu'on doit attribuer à la formation de ces dépôts.

La réduction d'oxydes et de sulfates métalliques à l'état de métaux natifs ou de sulfures, par les dépôts de charbons et d'hydrocarbures, suppose pour ces oxydes ou sulfates l'état de fusion ou du moins l'état pâteux ; par conséquent, si l'on attribue à ces carbures une origine végétale et qu'on les suppose constitués aux dépens de l'atmosphère initiale, il faut admettre que les végétaux ont pu pousser sur une croûte terrestre mal solidifiée et exposée à repasser encore, par larges places, à l'état liquide. Ce n'est pas non plus une difficulté, car la vie a dû apparaître peu après la première solidification de la croûte ; et, à cette époque, les bouleversements de nature volcanique, ne rencontrant que la résistance d'une mince écorce, étaient certainement plus fréquents et plus intenses qu'aujourd'hui : rien n'empêche que de vastes lambeaux de terrains comprenant des roches oxydées plus anciennes et des dépôts carburés aient été fondus à nouveau, ou du moins portés à une température suffisante pour la réaction réductrice.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 79 ; 1901.

CLARENCE A. SKINNER. — On Conditions controlling the Drop of Potential at the Electrodes in Vacuum-tube Discharge (2e mém.) (Conditions relatives à la chute brusque de potentiel aux électrodes dans la décharge d'un tube à vide).— P. 490-504.

La chute brusque de potentiel à l'anode (mesurée entre l'anode et une électrode parasite placée très près de celle-ci) augmente, toutes choses égales d'ailleurs, avec le gradient de potentiel dans la colonne positive. Pour des gradients de 66 ; 69 ; 75 volts-centimètres, on a trouvé des chutes de potentiel de 28v,4 ; — 29v,9 ; — 33v,5.

La chute à la cathode, beaucoup plus forte (quelques centaines de volts en général), augmente avec le courant. Elle est réduite par un champ magnétique, au moins à très basse pression ; or la diminution est encore insensible dans un gaz à 1mm,9.

A 0mm,5 et pour un courant de 2 milliampères, dans un tube donné, un champ de 650 gauss a réduit la chute de 365 à 352 volts ; dans le même tube, mais à une pression de 0mm,2, avec le même courant, le même champ a réduit la chute de 570 à 540 volts.

Un champ magnétique paraît, au contraire, augmenter la chute à l'anode ; mais ce n'est là qu'un effet indirect ; car le champ augmente le gradient de potentiel dans la région positive, et c'est cette augmentation de gradient qui paraît agir sur la chute à l'anode.

L'effet de l'aimant sur la chute à la cathode doit probablement être attribué à l'inertie électromagnétique des ions ; le champ magnétique, en restreignant les oscillations des ions, faciliterait leur décharge.

B. B.

WALTER ROSENHAIN. — On an Improved Form of Coal Calorimeter (Sur une forme perfectionnée du calorimètre à charbon). — P. 451-458.

L'appareil employé se compose d'un bain servant de calorimètre, contenu dans une caisse en bois munie de deux parois de verre permettant de suivre la combustion.

Celle-ci a lieu dans une chambre en verre cylindrique fermée par des plaques de laiton serrées fortement au moyen de vis. La plaque supérieure laisse passer une pince portant l'échantillon de charbon et un tube abducteur d'oxygène.

L'allumage se fait au moyen d'une spirale de platine ; le courant est amené par un fil isolé accompagnant la pince, et revient par la masse. La chaleur dégagée par l'allumage est compensée par l'adjonction d'une certaine quantité d'eau au calorimètre, déterminée par une expérience préliminaire. Les gaz brûlés s'échappent à la partie inférieure par une série de trous et viennent bouillonner dans l'eau du calorimètre, en lui transmettant leur chaleur ; le tube d'échappement est muni d'une valve qui permet de laisser pénétrer l'eau dans le calorimètre à la fin de l'essai.

La durée de la combustion, réglable à volonté, est de 6 minutes pour $1^{gr},5$ de matière, et l'élévation de la température de $2^{o},5$ environ.

L'auteur s'est assuré que la combustion était complète en analysant le résidu avant d'avoir laissé pénétrer l'eau dans la chambre à combustion ; il a pu également recueillir les gaz qui s'échappent et s'assurer que, si l'expérience est bien conduite, il n'y a pas formation d'oxyde de carbone ; on est averti de la mauvaise marche de l'essai par la présence des fumées et d'un dépôt de charbon sur les parois.

Cet appareil peut rendre les mêmes services que la bombe calorimétrique, et est suffisamment précis dans la pratique.

G. Roy.

K. HONDA, S. SHIMIZU et S. KUSAKABE. — Change of the Modulus of Elasticity of Ferromagnetic Substances by Magnetization (Changement du module d'élasticité de substances ferromagnétiques par l'aimantation). — P. 459-468 ; et *Journal of the College of Science of Tokyo* (Japon), t. XVI, 12e fascicule.

Il résulte des expériences effectuées jusqu'à ce jour (1) que les variations de l'élasticité provoquées par l'aimantation sont extrêmement faibles. Les auteurs ont utilisé le dispositif expérimental décrit par Stevens et Dorsey (2).

La barre métallique à étudier, disposée de façon à pouvoir s'allonger librement, est soumise à une flexion au moyen d'une surcharge en son milieu ; elle est dirigée suivant l'axe commun à deux bobines,

---

(1) Wertheim (1842) ; Guillemin (1846) ; Wartmann (1848) ; Trèves (1868) ; Tomlinson (1886) ; Bock (1895) ; G. Noyes (1895) ; Maurain (1897) ; Brackett (1897) ; Stevens et Dorsey (1899-1900) ; Tangl (1901).

(2) *Phys. Rev.*, 2e série, IX, p. 116 ; et t. XI, p. 95 ; 1899-1900.

et celles-ci peuvent fournir un champ magnétique de 500 unités C. G. S. Un fil souple tendu transmet à un cylindre de faible diamètre ($0^{cm},172$) les variations de la flexion de la barre sous l'influence de l'aimantation. Un miroir fixé sur ce cylindre permet d'en observer la rotation par la méthode de Poggendorf; une division de l'échelle correspond à une variation de la flèche de la barre égale à $1,72 \times 10^{-5}$ centimètres.

Les intensités d'aimantation ainsi que les allongements, sous l'influence du champ magnétique, des échantillons employés, étaient déterminés dans des expériences préliminaires.

Les résultats observés se rapportent au fer doux, à l'acier, à l'acier-tungstène, au nickel et au cobalt.

Fer doux. — Les courbes de variation de la flexion en fonction du champ magnétique présentent la même allure que les courbes d'aimantation. Toutefois, dans les champs faibles et lorsque les poids destinés à la flexion ne dépassent pas $1^{kg},5$, on observe d'abord une diminution de la flexion; celle-ci passe par un minimum et augmente ensuite. La contraction latérale que subit le fer doux ne suffit pas à expliquer l'effet observé. A partir de champs magnétiques atteignant 100 unités C. G. S., la variation de la flexion est presque nulle.

Acier. — La décroissance observée dans le cas du fer doux n'existe pas dans les champs faibles, tandis que, dans les champs élevés, le phénomène présente la même allure générale.

Acier au tungstène. — Mêmes apparences que dans le cas du fer doux, avec un minimum plus accentué dans les champs faibles.

Nickel. — Avec des surcharges qui n'ont pas dépassé 820 grammes, il a été observé des minima plus considérables dans les champs faibles que dans le cas du fer doux; ces minima sont d'autant plus accusés que la surcharge est plus grande. Dans les champs élevés, à partir de 60 jusqu'à 500 unités C. G. S., la flexion augmente avec le champ et avec la surcharge.

Cobalt. — L'échantillon de cobalt employé était trop épais, les efforts constatés ont été petits. La flexion augmente avec la grandeur du champ magnétique d'autant plus que la surcharge est plus élevée.

R. Dongier.

J.-J. TAUDIN-CHABOT. — Rotating Earth-Inductor without Sliding-Contact (Inducteur terrestre sans contacts glissants). — P. 506-507.

Le système tournant est constitué par deux bobines égales, en série, s'équilibrant aux deux extrémités d'un axe que, pour fixer les idées, nous supposerons d'abord horizontal. Cet axe porte une roue d'angle qui engrène avec une seconde roue, du même nombre de dents, portée par le bâti fixe de l'appareil. Un câble souple, passant dans le creux de l'axe horizontal, vient aboutir en un point de l'axe vertical autour duquel tournent les bobines. Ce câble met le circuit de bobines en communication avec le circuit d'utilisation extérieure et remplace les contacts glissants. En effet, les bobines faisant un tour dans leur propre plan en même temps qu'un tour autour de l'axe vertical, on voit que le câble souple demeurera indéfiniment sans torsion.

Une charnière permet de faire tourner tout le système de 90°.

E. B.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. IX, n° 9; 1902.

W. VOIGT. — Ueber Pyro- und Piezomagnetismus der Krystalle (Pyro et piézomagnétisme des cristaux). — P. 94-115.

La théorie des électrons fait prévoir que certains cristaux doivent posséder des propriétés pyro et piézomagnétiques analogues à la pyro et à la piézoélectricité. Ces cristaux acquerraient un certain moment magnétique quand on les chauffe ou les comprime.

D'après les expériences de M. Voigt, le moment pyromagnétique, mesuré à la température ordinaire, n'excède pas, s'il existe réellement :

$1,6 . 10^{-8}$ C. G. S. par centimètre cube pour la dolomite de Traversella (système rhomboédrique);

$0,6 . 10^{-6}$ pour l'apatite du Canada (système hexagonal).

Le moment piézomagnétique serait encore plus petit : dans le

testé le raisonnement de M. Lorentz, et était arrivé à cette conclusion que, pour une lumière de longueur d'onde donnée, la polarisation optique devait être indépendante du mouvement de la terre, si la convection n'altère pas la forme de la relation qui lie la polarisation électrique à la force électrique. Il reconnaît aujourd'hui que cette objection ne fait pas tomber le raisonnement de Lorentz, parce qu'un renversement du sens de propagation de la lumière dans un milieu en mouvement modifie la longueur d'onde. La conclusion à tirer des résultats de lord Rayleigh serait que, dans un milieu en rotation comme dans un milieu en repos, les ions ou électrons liés à la matière n'exercent les uns sur les autres que des actions purement électrodynamiques.

FOUSSEREAU.

R.-W. WOOD. — On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum (Sur un cas remarquable de distribution inégale de lumière dans un spectre de réseau diffringent). — P. 396-402.

On sait que, dans les divers spectres donnés par un réseau, la lumière est inégalement distribuée, et que la lumière totale d'un d'entre eux recombinée ne donnerait pas de la lumière blanche.

L'effet observé est tout autre. Le réseau est de Rowland; on observait les spectres d'une lampe à incandescence (lampe Nernst) directement dans le réseau sans autre appareil d'optique. Sous certains angles d'incidence, on vit dans le spectre des images monochromatiques obscures ou brillantes du filament. Sous certaines incidences, on passait d'un maximum à un minimum pour une différence de λ égale à celles des deux raies D. Autrement dit : *Sous une certaine incidence, le réseau montrerait une raie* D *et pas l'autre.*

Comment expliquer ce phénomène?

M. Wood a observé en lumière polarisée, et constaté que ces anomalies se produisent quand la direction de la vibration est perpendiculaire à la direction des traits du réseau. En tournant le nicol à angle droit, on ne les observait plus.

Le phénomène, plus net en lumière polarisée, se présente ainsi :

Pour une incidence de 4°,12 du côté du spectre, on a une bande brillante ($\lambda = 609$) et une obscure ($\lambda = 517$). L'incidence diminuant, les deux images se rapprochent également du milieu du spectre et,

pour l'incidence *normale*, elles sont confondues et disparaissent. L'incidence changeant de sens et croissant, on voit une bande blanche, qui s'élargit, se terminer par des bords estompés, qui s'éloignent du centre quand l'incidence augmente et se décomposent aussi en d'autres bandes.

Si l'on colle sur le réseau une glace de verre, on a une paire de bandes noires non symétriques qui se déplacent vers le rouge, quand l'incidence varie.

M. Wood a aussi tenté des expériences en mettant une glace à $0^{mm},3$ en avant du réseau, et plaçant dans l'intervalle de l'eau glycérinée.

L'indice de réfraction variant dans la hauteur du liquide, la bande devient en forme d'S.

L'étude de ces phénomènes sera continuée.

E. Perreau.

W. CASSIE. — On the Measurement of Young's Modulus (Sur la mesure du coefficient d'élasticité). — P. 402-410.

L'idée de la méthode proposée par M. Cassie est ingénieuse. Au lieu de faire exécuter à un bifilaire des oscillations de torsion, dans lesquelles le couple moteur est fourni presque exclusivement par la gravité, l'auteur propose de le faire osciller dans le plan des fils. Dans cette oscillation de *tangage*, l'un des fils s'allonge tandis que l'autre se raccourcit et inversement. Le couple moteur est fourni exclusivement par la réaction élastique des fils.

Soit Mk^2 le moment d'inertie du système suspendu, autour d'un axe de rotation perpendiculaire au plan de la suspension bifilaire et passant par le centre de gravité du système, que nous supposerons en coïncidence avec le centre de suspension ; soient $2c$ la distance des fils supposés de même longueur l, θ l'angle d'écart, E le coefficient d'élasticité cherché. L'équation du mouvement est :

$$Mk^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{2Ec^2}{l}\theta.$$

On en déduit pour la fréquence n_1 des oscillations :

$$n_1^2 = \frac{2Ec^2}{4\pi^2 Mk^2 l}.$$

En disposant les fils ensuite à la distance $2d$ et désignant par n_2 la nouvelle valeur de la fréquence, on aura

$$n_1^2 - n_2^2 = \frac{2E(c^2 - d^2)}{4\pi^2 M k^2 l}.$$

On peut toujours s'arranger pour que le système suspendu ait le même moment d'inertie autour de l'axe d'oscillation bifilaire et de l'axe de tangage. Désignant alors par n' et n'' les fréquences pour l'oscillation bifilaire avec les distances $2c$ et $2d$ des fils, le moment d'inertie s'élimine, et le coefficient d'élasticité E se détermine par la formule

$$E = \frac{1}{2} Mg \frac{n_1^2 - n_2^2}{n'^2 - n''^2}.$$

L'auteur indique, avec figures à l'appui, la forme à donner à l'appareil; mais il ne publie le résultat d'aucun essai de mesure exécuté par cette méthode.

E. B.

JOHNSTONE STONEY. — On the Law of Atomic Weights (Sur la loi des poids atomiques). — P. 411-416.

Les propriétés des corps simples dépendent, d'après Mendeleef, d'une façon périodique, des poids atomiques des éléments ; en 1888, l'auteur avait proposé un diagramme différent de celui de Mendeleef pour représenter la succession des corps simples et les classer d'après leurs propriétés.

Dans ce diagramme, les corps simples sont représentés par l'intersection de 16 rayons et d'une spirale logarithmique. A une certaine échelle, le poids atomique de l'hydrogène est représenté par le volume d'une sphère dont le rayon est égal à celui qui part du point de rencontre avec la spirale, et de même pour les poids atomiques des autres corps. Ainsi disposés, les corps simples placés sur un même sesqui-radiens, c'est-à-dire sur un même rayon partant non du centre, mais de la partie interne de la spirale, ont des propriétés analogues.

Le rayon 16 était inoccupé en 1888, et il se trouve que les corps découverts dans l'atmosphère, dans ces dernières années, se placent dans le diagramme sur ce rayon. De plus, la variation des proprié-

tés d'un rayon à l'autre est graduelle, sauf entre les rayons 1 et 15, où l'on passe brusquement des corps les plus électropositifs aux corps les plus électronégatifs. Le rayon 16, placé entre ces deux rayons et correspondant aux corps nouveaux, expliquerait, dans une certaine mesure, les propriétés singulières de ces nouveaux corps simples.

L'auteur propose ce système, malgré les divergences qui se présentent, comme pouvant guider les recherches, ce système indiquant en particulier l'existence de corps de poids atomique inférieur à celui de l'hydrogène, l'infra-fluor, l'infra-oxygène et l'infra-azote.

La note suivante fait remarquer que certaines difficultés déjà existantes pour la régularité de la courbe, et qui se présentent également pour les corps nouveaux, au sujet de leur volume atomique à l'état solide, ne peuvent être levées que difficilement pour ce dernier. Les poids atomiques des nouveaux corps à intercaler sur le rayon 16 sont 20 pour le néon, 4 pour l'hélium, 39,6 pour l'argon, 81 pour le krypton et 127 pour le xénon.

G. Roy.

6e série, t. IV ; octobre 1902.

R.-W. WOOD. — On the Electrical Resonance of Metal Particles for Light-Waves (Sur la résonance électrique de particules métalliques pour des ondes lumineuses) (2e mémoire). — P. 425-429.

M. Wood a obtenu des pellicules colorées au moyen de dépôts fins de métaux alcalins. Cette coloration variant si l'on plonge la pellicule dans un milieu de constante diélectrique élevée, l'auteur attribue ces colorations à un phénomène de résonance électrique produit par les particules métalliques.

Il a obtenu de semblables pellicules d'or en produisant un dépôt d'or sur une glace plane dans un tube de Crookes où la cathode est une lame ou un fil d'or.

Par transparence, la couleur de la lame est ou verte, et elle présente alors les caractères optiques des lames minces ordinaires d'or, ou elle apparaît bleue, violette ou pourpre, et alors sa couleur change si, par exemple, on l'humecte.

En rayant ces plaques sous l'huile, on a obtenu des résonateurs de 0,8 μ à 1,1 μ. Le microscope fait voir alors de petites particules métalliques détachées.

montre enfin l'application des théorèmes de la théorie des systèmes monocycliques aux déformations adiabatiques d'un solide ou d'un liquide élastiques.

L. Marchis.

P. GRÜTZNER. — Ueber das Mundbarometer (Sur le baromètre à bouche). P. 238-242.

Dans une sphère creuse et aplatie en verre, vient aboutir un tube de verre étroit, ouvert des deux côtés, courbé d'abord en arc, puis rectiligne. Ce tube est divisé en millimètres. La sphère aplatie et le tube étant remplis en partie d'huile de paraffine colorée, on a établi dans la sphère un espace clos d'air, dont la grandeur dépend de la température et de la pression atmosphérique. Or, en introduisant la sphère aplatie dans la bouche, au-dessous de la langue, on obtient une constance suffisante de la température, et les variations de la colonne d'air renfermée indiqueront désormais les variations seules de la pression atmosphérique.

De l'aveu même de l'auteur, cet appareil est loin d'être un appareil de précision.

L. Marchis.

Von M. THIESEN. — Ueber die specifische Wärme des Wasserdampfes (Sur la chaleur spécifique de la vapeur d'eau). — P. 80-93.

Désignons : par C_1, la chaleur spécifique de la vapeur d'eau sous pression constante ; par C_2, la chaleur spécifique de l'eau liquide ; par ρ, la chaleur de vaporisation de l'eau ; par ϑ_1, la température absolue ; par v_1 et v_2, les volumes spécifiques de la vapeur d'eau et de l'eau liquide ; la formule de Clapeyron-Clausius permet d'établir la formule suivante :

$$(1) \qquad C_1 = C_2 + \frac{d\rho}{d\vartheta} + \rho \frac{\partial}{\partial\vartheta} \log \frac{v_1 - v_2}{\vartheta}.$$

1° La chaleur spécifique de l'eau liquide est donnée par la formule suivante, qui est applicable entre les limites 0° et 180° :

$$(2) \qquad C_2 = 1 + 0{,}0003 \frac{(t - 25)^2}{t + 23}$$ (où t désigne la température centigrade).

2° L'auteur a donné récemment, pour calculer la chaleur de vaporisation de l'eau, la formule :

(3) $$\rho = 1,9214\,(638 - \vartheta)^{\frac{1}{3}}.$$

On en tire facilement $\frac{d\rho}{d\vartheta}$.

3° Le calcul du dernier terme exige que l'on connaisse la loi de compressibilité et de dilatation de la vapeur d'eau.

Aux températures pour lesquelles le volume v_2 est négligeable vis-à-vis du volume v_1, l'auteur admet la relation :

(4) $$pv = R\vartheta\,(1 - \beta p \vartheta^{-3}),$$

dans laquelle R est une constante, et p, la pression de la vapeur saturée à la température ϑ ; quant à β, c'est une constante définie par l'égalité :

(5) $$\beta = 373^3 \alpha_{100}.$$

La valeur de α_{100} se calcule de la manière suivante :

Il résulte des recherches expérimentales de l'auteur qu'à 100° le produit pv augmente de 0,000025 toutes les fois que la pression augmente de 1 millimètre de mercure ; si donc on pose :

(6) $$pv = R\vartheta\,(1 - \alpha p),$$

la valeur de α pour la vapeur d'eau à 100° est connue.

La valeur de p, tension de la vapeur saturée en atmosphères, est exprimée par la relation :

(7) $$\vartheta \log p = 5,409\,(\vartheta - \vartheta_{100}) - 0,508 \times 10^{-8} \{(638 - \vartheta)^4 - (638 - \vartheta_{100})^4\}.$$

Enfin on prend :

$$R = 4,532.$$

En portant, dans l'équation (1), les valeurs des expressions du deuxième membre calculées d'après les formules (2) à (7), on obtient les valeurs de C_1.

Si l'on remarque que l'on a :

(8) $$\frac{\partial C}{\partial p} = -\vartheta\,\frac{\partial^2 v}{\partial \vartheta^2},$$

on peut, des équations (8) et (4), tirer la chaleur spécifique de la

vapeur d'eau pour une pression constante correspondante à une très petite valeur de cette pression; soit C_0 cette chaleur spécifique. On a :

$$C_1 - C_0 = 6R\beta p\vartheta^{-1}. \tag{9}$$

Si c désigne la chaleur spécifique de la vapeur d'eau saturée sous volume constant, la formule :

$$C - c = -\vartheta \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)^2}{\frac{\partial v}{\partial p}},$$

donne, au moyen de l'équation (4),

$$C_1 - c_1 = R(1 + 4\beta p\vartheta^{-3}). \tag{10}$$

Enfin on a :

$$C_0 - c_0 = R \tag{11}$$

(c_0, chaleur spécifique à volume constant, correspondant à un très petit volume spécifique).

En calculant C_1, c_1, C_0, c_0, d'après les formules précédentes, on obtient le tableau suivant :

t	C_1	C_0	c_1	c_0
0°	0,4655	0,4654	0,3554	0,3553
20°	0,4401	0,4395	0,3297	0,3205
40°	0,4256	0,4241	0,3146	0,3141
60°	0,4171	0,4136	0,3048	0,3038
80°	0,415	0,408	0,301	0,298
100°	0,421	0,409	0,303	0,299
120°	0,436	0,415	0,312	0,305
140°	0,457	0,424	0,325	0,314
160°	0,483	0,434	0,340	0,324
180°	0,51	0,44	0,35	0,33

Si on désigne par u la vitesse du son dans un milieu, on sait que l'on a :

$$\frac{C}{c} = u^2 \frac{\partial v^{-1}}{\partial p},$$

ou, en employant la formule (4), en désignant par l'indice a les grandeurs relatives à l'air, on trouve :

$$\frac{C}{c}(1 - 2\beta p\vartheta^{-3}) = \frac{u^2}{u_a^2}\cdot\frac{\vartheta_a}{\vartheta}\cdot\frac{C_a}{c_a}\cdot\frac{R_a}{R} = \frac{u^2}{u_a^2}\cdot\frac{\vartheta_a}{\vartheta}\cdot 1,405\,\frac{17,96}{28,87} = \frac{u^2}{u_a^2}\cdot\frac{\vartheta_a}{\vartheta}\times 0,874. \tag{12}$$

On déduit de cette formule les valeurs suivantes pour $\frac{C}{c}$:

Observations.	$273 - \vartheta$	u	u_a	$273 - \vartheta_a$	$\frac{C}{c}$
Beyme.......	78	88	64,38	0	1,27
Jaeger.......	92,3	75,39	56,45	20	1,25
—	93,9	75,48	56,55	20	1,24
—	96,6	76,59	56,28	20	1,29
Masson	95	129,5	93	0	1,26
Neyreneuf...	100	40,48	28,5	10	1,34

Si l'on prend les nombres du tableau précédent, on trouve :

$\vartheta - 273$	$\frac{C_1}{c_1}$	$\frac{C_0}{c_0}$
60	1,37	1,36
80	1,38	1,37
100	1,39	1,37
120	1,40	1,36
140	1,41	1,35
160	1,42	1,34
180	1,44	1,33

On voit que ces nombres se rapprochent seulement du résultat obtenu par Neyreneuf.

Enfin, l'auteur indique que l'on peut représenter C_0 par la formule empirique

$$C_0 = 0,4610 - 0,095 \frac{t}{80} + 0,044 \left(\frac{t}{80}\right)^2.$$

L. Marchis.

A. PFLÜGER. — Ueber die Farbenempfindlichkeit des Auges (Sensibilité de l'œil pour les couleurs). — P. 185-208.

L'auteur a repris une méthode due à Ebert, et qui consiste à faire décroître jusqu'à disparition de toute sensation de couleur l'intensité d'une source envoyant à l'œil sa lumière, à travers une fente étroite placée dans le plan focal de la lunette d'un spectromètre ; on évalue la fraction de l'intensité initiale qui amène ce résultat. La connaissance de la distribution de l'énergie dans le spectre de la source permet alors d'évaluer, pour chacune des radiations observées, le minimum relatif d'énergie nécessaire pour produire l'impression. C'est *le seuil de la sensation évanouissante.*

L'impossibilité pour l'observateur placé dans l'obscurité de savoir si son œil est disposé de manière à recevoir la lumière, au moment

où elle acquiert assez d'intensité pour l'impressionner, rend la méthode peu sûre pour l'évaluation du seuil de la sensation commençante.

La source était le filament d'une lampe Nernst, dont l'énergie était mesurée au moyen d'une pile thermoélectrique et d'un galvanomètre très sensible. L'auteur définit la *sensibilité absolue* de l'œil, pour chaque λ, par le minimum d'énergie nécessaire pour produire la sensation colorée; le plus petit des nombres obtenus correspond à la région du spectre pour laquelle la sensibilité est le plus grande; la *sensibilité relative* pour les divers λ est exprimée par l'inverse du rapport du minimum correspondant au plus petit d'entre eux, qui représente alors l'unité de sensibilité.

Les expériences ont porté sur dix personnes, toutes habituées aux observations physiques, et dix-neuf longueurs d'onde. Les nombres donnés, correspondant au seuil de la sensation, ne sont naturellement pas d'accord avec ceux que l'on obtiendrait pour des intensités supérieures, à cause du phénomène de Purkinje. De plus, le diamètre apparent de l'image rétinienne étant environ 12°, on ne peut savoir exactement à quels éléments de la rétine ils se rapportent. Plusieurs des personnes examinées possèdent un maximum principal et un maximum secondaire; pour un même observateur, le maximum peut se déplacer d'un jour à l'autre dans le spectre; enfin, la sensibilité absolue et la sensibilité relative présentent de grandes variations individuelles. Pour tous les observateurs, la sensibilité est maxima entre $\lambda = 495\ \mu\mu$ et $\lambda = 525\ \mu\mu$. Elle peut descendre, pour $\lambda = 717\ \mu\mu$, à $\frac{1}{33.000}$, et, pour $\lambda = 413\ \mu\mu$, à $\frac{1}{60}$ de la valeur qu'elle possède dans le vert.

Une seule des personnes examinées a fourni dans trois séries d'expériences des résultats concordants. L'auteur les a utilisés pour étudier l'incandescence grise d'un corps noir, en les combinant avec la courbe de l'énergie rayonnée par le corps noir aux différentes températures. Prenant pour unité l'énergie de la région où elle est le plus grande à 415° (température à laquelle l'oxyde de cuivre commence à émettre la lumière grise), il a calculé, pour chaque température et chaque λ, l'énergie rayonnée; il semble naturel d'admettre que la seule radiation perçue à 415° est celle qui correspond à cette région, chacune des autres n'étant perçue que lorsque son énergie atteint la valeur 1. On obtient ainsi le tableau suivant, qui donne,

au premier coup d'œil, la nature du spectre perçue aux températures indiquées :

λ	703	671	639	609	583	561	542	525	510	495	483
415°	0,12	0,28	0,22	0,53	1	0,74	0,65	0,50	0,17	0,04	0,01
430°	0,22	0,54	0,44	1,1	2,2	1,6	1,5	1,2	0,4	0,1	0,03
450°	0,5	1,3	1,1	2,8	5,7	4,5	4,2	3,5	1,2	0,3	0,1
475°	1,05	2,9	2,6	6,8	14,3	11,8	11,3	9,7	3,5	0,9	0,3
525°	6,9	21	20	61	140	128	130	123	48	14	5

P. LUGOL.

P. LEBEDEW. — Vacuumthermoelemente als Strahlungsmesser (Emploi des éléments thermoélectriques dans le vide pour mesurer l'énergie de rayonnement). — P. 209-213.

L'auteur avait déjà signalé [1] la grande sensibilité qu'acquièrent dans le vide les éléments thermoélectriques, fait que l'on doit attribuer à la diminution de la vitesse de refroidissement [2]. Il étudie aujourd'hui la variation de cette sensibilité avec la pression autour de l'élément, employé soit pour la mesure du rayonnement calorifique et lumineux, soit pour la mesure des oscillations électriques par la méthode de Klemenčič [3]. Les éléments étudiés, formés de fils de platine-constantan de 0,025 millimètre de diamètre, étaient noircis par platinage dans les expériences relatives au rayonnement. En prenant pour unité de sensibilité la déviation galvanométrique observée pour la pression de 76 centimètres, on a obtenu les résultats suivants, qui s'interprètent d'eux-mêmes :

Pression en millimètres.	Elément platiné (rayonnement)		Elément nu
	dans un ballon de 5 millimètres de diamètre.	dans un tube de 8 millimètres de diamètre.	(courants alternatifs).
760,0	1		1
5,0	1		1
0,7	2		2
0,2	3		6
0,07	5	4,5	10
0,01	7	5,5	25
0,0001	7,4	6	33
Vapeur de mercure condensée par la neige carbonique.	7,4	6	34

P. LUGOL.

(1) *Wied. Ann.*, LVI, p. 12; 1895.
(2) KUNDT et WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 203; 1875.
(3) *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 416; 1891; — t. XLV, p. 78; 1892.

F. POCKELS. — Nachtrag zur Abhandlung « Ueber die Aenderung des optischen Verhaltens verschiedenen Gläser durch elastische Deformation » (Addition au mémoire « Sur la variation des propriétés optiques de diverses sortes de verre, produite par une déformation élastique »). — P. 220-223 (1).

Les constantes d'élasticité du verre O 428, inconnues, avaient été calculées d'après sa composition chimique (0,56 B^2O^3 ; 0,32 PbO ; 0,12 Al^2O^3) au moyen des formules de Winkelmann (2) et de Straubel (3), qui avaient donné 4720 kg/mm² pour le module d'élasticité, et 0,268 pour le coefficient de Poisson; leurs valeurs, déterminées directement depuis lors dans le laboratoire de M. Voigt, sont 7940 kg/mm² et 0,187, ce qui montre combien peuvent être inexacts les résultats donnés par l'application de ces formules empiriques à des verres autres que ceux qui ont servi à les établir. La valeur de $\rho \frac{\partial n}{\partial \rho}$, corrigée en conséquence, est 0,345 au lieu de 0,106, et classe ce verre à côté du S 205. C'est celui dont les variations absolues des indices ou des vitesses de la lumière sont les plus faibles, et la double réfraction la plus forte pour une dilatation donnée. La note se termine par un tableau des valeurs numériques des deux coefficients nécessaires pour exprimer les variations des propriétés optiques en fonction des pressions principales, dans le cas où la variation est déterminée par la compression.

P. Lugol.

Hans LEHMANN. — Bemerkungen zu meinen Aufsatz : Photographie des ultraroten Spectren der Erd-Alkalimetalle (Remarques sur ma communication : Photographie des ultraroten Spectren der Erd-Alkalimetalle). — P. 246-248.

Rectifications relatives à la série secondaire de Kayser et Runge, pour le strontium, et à la précision des mesures.

---

(1) Voir ce vol., p. 342.
(2) *Wied. Ann.*, t. LXI, p. 122 ; 1897.
(3) *Ibid.*, t. LXVIII, p. 369 ; 1899.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

JANVIER 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

JANVIER 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — FÉVRIER 1903.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros):

France..	17 fr.
Etranger......................................	18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ÉTUDE DU RAYONNEMENT DE QUELQUES OXYDES;

Par M. Ch. FÉRY [1].

I. L'emploi de certains oxydes, amenés à l'incandescence par des brûleurs appropriés, s'est très généralisé durant ces dernières années. Les nombreuses expériences qui ont été faites sur ce sujet, en vue d'obtenir des *manchons* réunissant les qualités requises, ont montré qu'il était le plus souvent nécessaire de faire un mélange de ces oxydes dans des proportions bien déterminées.

A l'un des oxydes employé en grande quantité, et qui joue le rôle de support, on ajoute un second oxyde en proportion minime (1 à 2 0/0).

Chose curieuse, chacun de ces deux corps ne semble présenter seul aucune aptitude à produire de la lumière. Dans le mélange le plus généralement employé, l'oxyde support est la thorine à la dose de 98,7 0/0; l'oxyde radiant est la cérite, 1,3 0/0.

Les intensités lumineuses de trois manchons faits respectivement en cérite et mélange, et fonctionnant sur le même brûleur thorine, dépensant 100 litres à l'heure, sont :

Manchon de thorine................	1 bougie
— cérite..................	7 —
— mélange...............	70 —

Des résultats analogues sont obtenus par le mélange approprié d'alumine et d'oxyde de chrome, très employé en Angleterre (bec Sunlight).

Ce travail a été entrepris dans le but d'expliquer ce singulier phénomène et d'arriver ainsi à faire un essai de théorie des manchons incandescents.

II. Bien que la notion de *rendement* en optique soit beaucoup moins nette que dans la plupart des autres parties de la physique, on peut prendre, pour l'exprimer, le rapport entre l'énergie rayon-

[1] Communication faite à la Société française de physique : Séance du 16 janvier 1903, et Résumé d'un mémoire plus étendu ayant pour titre : *Rayonnement calorifique et lumineux de quelques oxydes* (Gauthier-Villars), 1902; et *Annales de Physique et de Chimie*, Thèse de doctorat de la Faculté des Sciences de Paris.

née par le corps sous forme de chaleur lumineuse ($0^{\mu},4$ à $0^{\mu},6$) et l'énergie calorifique totale.

Les méthodes du calorimètre à parois de verre et de la pile thermoélectrique, avec et sans interposition de cuve d'eau, réalisent grossièrement la mesure de ces deux énergies.

Malheureusement, la quantité de chaleur qui représente l'énergie lumineuse du spectre est si faible que sa mesure directe est bien peu précise; d'autre part, l'emploi de l'eau comme écran dans ces deux méthodes suppose que ce liquide absorbe *toutes* les radiations calorifiques.

On pourrait aussi employer un spectromètre; mais cette détermination ne serait elle-même pas correcte, car où faut-il arrêter le spectre lumineux dont on veut mesurer l'énergie totale? Les différentes parties de ce spectre impressionnent d'ailleurs très différemment l'œil et les appareils bolométriques.

Il m'a semblé qu'il valait mieux, dans ce cas spécial, déterminer photométriquement l'intensité lumineuse versée par unité de surface de la matière étudiée; je dirai plus loin comment cette mesure a été faite.

III. J'ai divisé mon travail en deux parties principales : dans la première, j'ai déterminé le rayonnement calorifique total des corps suivants en fonction de la température :

1° Une enceinte fermée construite au moyen d'un corps noir réfractaire;

2° Le corps noir formant l'enceinte précédente;

3° Le charbon de cornue;

4° L'oxyde de chrome;

5° Le platine ;

6° La chaux ;

7° La magnésie ;

8° L'oxyde de zirconium ;

9° L'oxyde de lanthane;

10° L'oxyde de thorium ;

11° L'oxyde de cérium;

12° Le mélange des deux précédents (mélange Auer).

Dans la seconde partie, j'ai déterminé le rayonnement lumi[illegible] des mêmes matières pour une longueur d'onde unique, choisi[illegible] milieu du spectre lumineux, et représentant sensiblement la lo[illegible] rayonnement pour la région étroite du spectre d'émission total pour laquelle notre œil est sensible.

Il est facile alors d'exprimer, en fonction de la température, le nombre de carcels par watt rayonnés par ces différents corps ; ce rapport, qui exprime le *rendement optique* de ces diverses matières, est évidemment proportionnel au rendement, tel qu'il a été défini précédemment, $K = \frac{W_l}{W_t}$, rapport de l'énergie dans la partie lumineuse du spectre à l'énergie totale.

IV. Le chauffage de l'enceinte fermée qui constitue le premier corps rayonnant que j'ai étudié a été réalisé au moyen d'une spirale de platine ; ce mode de chauffage très commode a déjà été employé souvent dans des recherches physiques très délicates (1) ; il m'a permis d'atteindre facilement la température de 1 500°. La matière même du tube sur lequel était enroulé le fil de platine était du corindon artificiel aggloméré par des traces de silicate de potasse. Ce premier tube était placé au centre d'un second tube en terre réfractaire ordinaire, et la partie annulaire était remplie de magnésie servant d'isolant calorifique.

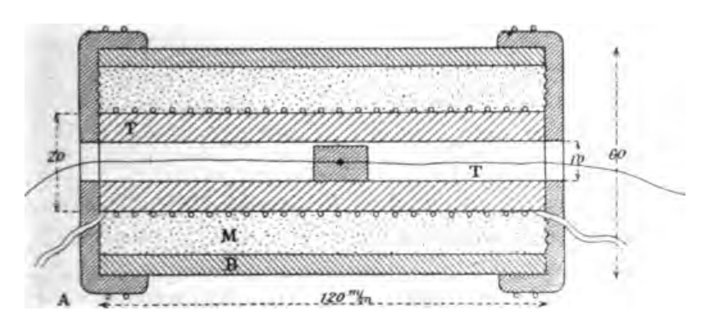


Fig. 1.

La *fig.* 1 est une coupe demi-grandeur de ce four ; au centre, un petit bloc de corindon, dans lequel était noyée la soudure d'un couple Le Châtelier, constituait la surface rayonnante.

Les oxydes ont été chauffés au moyen de la flamme d'un bec Berzélius, sorte de bec Bunsen dans l'axe duquel on peut lancer un jet d'oxygène et qui permet de réaliser des flammes très diverses.

La nature de la flamme fait varier en effet dans des proportions

---

(1) Pierre Curie, *J. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 197 et 263 ; 1895 ; — Daniel Berthelot, *C. R.*, t. CXX, p. 831 ; 1895.

énormes, et cela à une même température, le pouvoir émissif de certains oxydes.

Afin d'obtenir une plus grande uniformité de la température, les oxydes, comprimés sous forme de petits cylindres, étaient mis en rotation au milieu de la flamme par un moteur électrique (*fig.* 2). Un trou percé dans l'axe du cylindre d'oxyde livrait passage à un couple Le Châtelier dont les indications étaient transmises à un galvanomètre au moyen de balais frottant sur les bagues *a* et *b*.

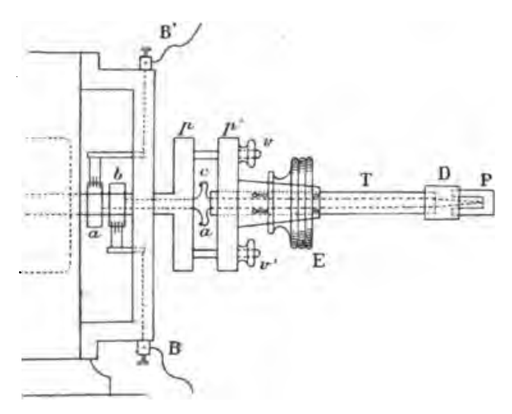


Fig. 2.

Mesure du rayonnement total. — Je me suis arrêté à la pile thermo-électrique comme appareil de mesure pour déterminer le rayonnement total; cependant la forme ancienne, présentant trop de masse, n'est pas applicable à des mesures galvanométriques ordinaires; d'autre part, la grosse section des barreaux employés autrefois réduit considérablement, par conductibilité calorifique, la différence de température entre les deux soudures.

Après quelques essais, j'ai choisi comme corps thermo-électriques le fer et le constantan; on peut obtenir facilement des fils de ces métaux ayant $0^{mm},05$, et il est possible, par une attaque à l'acide azotique très étendu, d'amener le diamètre à ne plus être que de $0^{mm},003$.

Le couple unique constituant la pile thermo-électrique qui m'a servi a été monté avec ces fils de la manière suivante: Les deux fils sont tendus à angle droit sur deux disques de métal A et B (*fig.* 3), auxquels on les soude par leurs extrémités. Les deux disques sont

alors fixés sur un support isolant *a*, au moyen des deux bornes *b* et *b'*; pour réunir électriquement les fils du couple, il suffit de glisser entre eux un petit disque d'argent préalablement étamé et d'approcher de ce disque un fil rougi; la soudure se produit.

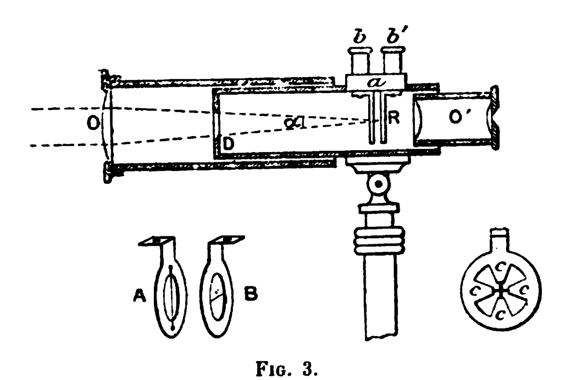


Fig. 3.

Après un nettoyage à l'alcool qui élimine les produits ayant servi à effectuer la soudure, on noircit le côté de la plaquette d'argent soumis au rayonnement.

Afin d'augmenter les déviations galvanométriques, et surtout dans le but de pouvoir effectuer des pointés sur le corps chaud, j'ai employé une lentille de concentration en fluorine, dont j'ai mesuré le coefficient d'absorption pour quelques températures. Ces mesures, faites au moyen d'un microradiomètre, ont montré qu'à partir de 900° l'absorption devient proportionnelle à la quantité de chaleur; elle ne fait que réduire de 1/10 environ la sensibilité de l'instrument. Celui-ci prend donc la forme d'une lunette à objectif en fluorine, dont le réticule est constitué par les deux fils du couple.

L'expérience m'a montré qu'ainsi réalisée la lunette présente le défaut de donner des indications qui, pour une même température, dépendent des dimensions de la source. Pour remédier à cet inconvénient, il suffit de disposer devant les fils du couple un écran en forme de croix, dont les bras *c*, *c*, *c*, *c*, les masquent en laissant seule la soudure découverte. C'est en effet à l'échauffement d'une longueur variable des fils du couple qu'il faut attribuer le fait que je viens de signaler.

Pour éviter que les mesures ne dépendent de la distance du corps rayonnant, qui doit être mis au point, on dispose, *à une distance fixe*

de la soudure, un diaphragme tel qu'il masque déjà légèrement les bords de l'objectif pour le plus long tirage qu'on doit donner à la lunette.

Mesure du rayonnement lumineux. — Les mesures ont été faites en lumière monochromatique verte, qui représente bien, d'après M. Crova, la moyenne des radiations lumineuses ($0^{\mu},4$ à $0^{\mu},6$) qui constituent le spectre lumineux.

J'aurais pu employer pour ces mesures un spectro-photomètre ; mais les nombreux milieux interposés entre l'œil et la source lumineuse, la présence de la fente étroite du spectroscope, et surtout l'étalement du spectre affaiblissent tellement l'intensité de la lumière que les mesures ne pourraient commencer qu'à une température très élevée.

La méthode que j'ai employée est très simple et ne nécessite aucun appareil coûteux. On mesure, en armant l'œil d'un écran coloré convenable [1], l'intensité lumineuse d'une lampe à incandescence à différents régimes; comme cette lampe n'est jamais *poussée*, elle reprend très exactement le même éclat pour le même wattage. Connaissant la surface du filament [2], il est possible de calculer le nombre de carcels par centimètre carré que rayonne le fil à chaque régime électrique.

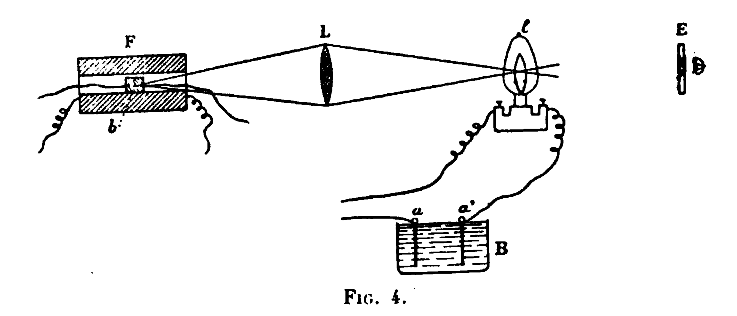


Fig. 4.

La lampe étant ainsi étalonnée, si l'on produit dans le plan du filament l'image réelle du corps rayonnant, il sera facile, en examinant cette image sur laquelle se découpe le fil, de faire disparaître ce

(1) Cet écran est obtenu par la superposition de deux verres verts, l'un ordinaire, l'autre à base d'urane; il laisse passer une bande très étroite, $0^{\mu},56$.

(2) Par une reproduction photographique et en prenant des précautions pour se mettre à l'abri des phénomènes d'irradiation.

dernier en agissant sur le rhéostat de réglage. A ce moment, l'éclat du charbon de la lampe sera le même que celui du corps chaud pour la longueur d'onde que laisse passer l'écran absorbant placé devant l'œil.

La *fig.* 4 donne le montage de l'expérience; le corps rayonnant est ici le petit four électrique décrit précédemment; le rhéostat B est constitué par un petit bac d'accumulateur renfermant de l'eau acidulée sulfurique; l'ajustement photométrique s'obtient très facilement en faisant varier la distance des deux électrodes a et a'. Il est nécessaire de faire subir une petite correction à ces résultats, car les rayons du corps chaud traversent deux surfaces vitreuses de plus que ceux qui proviennent de la lampe.

Cette méthode est très sensible et m'a fourni d'excellents résultats; je me suis servi de variantes de ce dispositif dans plusieurs autres parties accessoires de ce travail, qui ne peuvent trouver place ici.

Résultats généraux. — Les mesures en chaleur et en lumière m'ont permis de vérifier, entre 900° et 1 500°, la concordance absolue des lois de Stefan et de Wien. La source rayonnante était le four électrique à résistance de platine.

La première loi, $R = a(T^4 - t^4)$, s'applique au rayonnement calorifique; elle donne la valeur de ce rayonnement R en fonction des températures absolues T et t du corps noir rayonnant et de la soudure thermo-électrique. Une extrapolation de la loi de Stefan m'a permis de mesurer la température du cratère positif de l'arc électrique (¹); j'ai trouvé ainsi 3490°, résultat qui m'a semblé indépendant de la pureté du charbon, les matières étrangères étant volatilisées dans la zone plus froide qui entoure ce cratère.

J'ai fait une extrapolation analogue de la loi de Wien, $R' = Ke^{-\frac{K'}{T}}$, dans laquelle R' est le rayonnement lumineux pour une longueur d'onde déterminée, T la température absolue, K et K' des constantes dépendant de la longueur d'onde choisie et des conditions de l'expérience; e est la base des logarithmes népériens.

J'ai ainsi trouvé, pour l'arc, 3870° (²); cette divergence doit être attribuée à ce que le charbon, à cette température, ne fonctionne plus comme un corps parfaitement noir.

(¹) *C. R.*, 28 avril 1902.
(²) *C. R.*, 26 mai 1902.

Les autres corps noirs étudiés — charbon, corindon et oxyde de chrome — satisfont bien à la loi de Stéfan ; cependant, le coefficient *a* de la formule a été de 8 0/0 environ plus élevé; ceci s'explique par une erreur systématique sur la mesure de la température. Dans le cas du four électrique, la température de la surface rayonnante est bien celle indiquée par le couple; il n'en est plus de même pour les oxydes, dont la surface, directement frappée par la flamme, est à une température supérieure de 50° environ à celle du centre mesurée par le couple. Cette erreur de 50° sur 1500°, soit 3,3 0/0, donne des divergences notables sur le rayonnement calorifique, et encore plus sur le rayonnement lumineux. Au voisinage de 1500°, ce dernier croît sensiblement, pour les corps noirs, comme la 15e puissance de la température absolue.

Cette remarque montre tout le parti qu'on pourra tirer de ces lois pour la détermination de températures inaccessibles par les procédés ordinaires, une erreur sur le rayonnement n'entraînant que des divergences très faibles du facteur à mesurer.

On peut représenter graphiquement et très simplement les résultats obtenus pour le rayonnement calorifique, en portant en abscisses les températures absolues et en ordonnées les logarithmes du rayonnement. Les corps qui suivent une loi en $R = a\ T^x$ donnent évidemment des droites.

On peut trouver également une représentation de ce genre pour le rayonnement lumineux, si l'on adopte la formule de Wien. Il suffit en effet de porter en abscisses l'inverse de la température absolue et en ordonnées le logarithme du rayonnement pour retrouver une droite.

Ces modes de représentation graphique ont l'avantage de montrer immédiatement les points singuliers, s'il s'en trouve, mettant ainsi en évidence des variations d'état moléculaire des oxydes chauffés. Tels sont : la magnésie, l'oxyde de thorium, de zirconium. Pour d'autres oxydes, au contraire, on a affaire à des courbes présentant quelquefois des points d'inflexion, qui montrent que les formules précédentes sont impuissantes à représenter le phénomène.

Mais je veux attirer plus particulièrement l'attention sur l'influence considérable exercée par la nature de la flamme sur la grandeur du rayonnement. A une même température, le rayonnement de certains oxydes variera du simple au double, suivant le réglage du chalumeau. A la même température de 1200°, par exemple, on trouvera avec

l'oxyde de thorium et celui de cérium les résultats suivants pour le rayonnement calorifique :

	Flamme oxydante	Flamme réductrice
Oxyde de thorium..............	78	38
Oxyde de cérium...............	272	404

Des résultats du même genre sont observables en lumière, bien qu'étant quelquefois en sens contraire des précédents. Ainsi, à 1000°, l'oxyde de cérium rayonne en flamme oxydante 0,0105 carcel par centimètre carré et en flamme réductrice 0,003 seulement. De même le mélange Auer à 1300° rayonne en chaleur :

Flamme oxydante........................	240
— réductrice........................	150

En lumière, et à la même température, on trouve :

Flamme oxydante............................	$0^c,315$
— réductrice............................	$0^c,405$

Le rapport entre les rayonnements lumineux et calorifique de chaque oxyde à une même température donne le rendement optique à la température considérée; il met en évidence le choix heureux du mélange d'oxydes servant à la fabrication des manchons industriels.

Essai de théorie des manchons incandescents. — Parmi tous les corps étudiés, l'oxyde de cérium est celui qui présente le plus grand rayonnement calorifique; à 1200°, la déviation du galvanomètre qui mesure ce rayonnement était de 404 millimètres, lorsque l'oxyde de chrome, qui fonctionne à la façon d'un corps noir, ne donnait que 334 millimètres.

Après m'être bien assuré de ce résultat, en répétant cette expérience sur un cylindre de cérite à demi recouvert d'oxyde de chrome, j'ai cru pouvoir l'expliquer par les propriétés condensantes de la cérite, qui fait exploser un mélange détonant, à la façon de la mousse de platine.

Il suffit que la température de la surface ne soit pas tout à fait uniforme pour que la mesure du rayonnement soit faussée. Il est facile, en effet, de comprendre que le couple, placé au centre du cylindre, donne la température moyenne de ce dernier ; mais on n'est plus en droit de prendre des moyennes, en ce qui concerne le rayonnement représenté par la quatrième puissance de la température

absolue. C'est cependant ce que fait la lunette. Ce point admis, il reste à expliquer pourquoi ce corps, dont la couleur est d'un blanc jaunâtre à froid, présente un tel pouvoir émissif à haute température.

J'ai pensé qu'il présentait peut-être un phénomène analogue à l'oxyde de zinc, qui, on le sait, prend une teinte jaune vers 400°. S'il en est ainsi, et si l'oxyde de cérium devient noir à haute température, il ne doit plus diffuser, comme il le fait à froid, les rayons lumineux qui viennent le frapper.

L'expérience a été faite de la façon suivante : Sur un manchon préparé avec de l'oxyde de cérium seul, on fait tomber, au moyen d'une lentille, l'image de l'arc électrique ; on photographie le manchon, qui sert ainsi d'écran pour l'image de l'arc.

L'expérience est ensuite recommencée tout à fait dans les mêmes conditions, mais le bec supportant le manchon étant allumé. On remarque que, sur ce second cliché, l'image de l'arc est beaucoup plus faible que dans la première expérience. Le manchon, ne fournissant que des radiations de grande longueur d'onde, n'impressionne pas la plaque (*fig.* 5).



Bec éteint. FIG. 5. Bec allumé.

Cette expérience est très instructive; elle montre d'une façon indiscutable que la cérite en flamme réductrice (toujours réalisée par les brûleurs ordinaires) devient noire à haute température.

D'ailleurs l'oxyde de cérium peut être remplacé par une foule de corps à grand pouvoir émissif; on a essayé, dans ce but, le noir de platine, l'oxyde d'argent, l'oxyde de chrome, etc., qui tous communiquent à l'oxyde support de thorine les propriétés du mélange Auer.

Reste à expliquer l'importance si grande des proportions à observer entre les deux oxydes.

L'oxyde de thorium seul n'éclaire pas, parce que son pouvoir émissif en lumière est très faible : 0,225 carcel par centimètre carré à 1400°. Cependant, placé dans la flamme, il doit atteindre une température très élevée, son pouvoir émissif pour la chaleur étant faible également : à 1400°, le rayonnement calorifique ne donne qu'une déviation de 69 millimètres au galvanomètre. Or la température que prend un corps chauffé dans une flamme dépend énormément de ce pouvoir émissif.

L'oxyde de cérium seul ne peut non plus fournir de lumière, bien que son pouvoir émissif soit bien plus grand que celui du thorium; son rayonnement calorifique est, en effet, si intense que l'apport de chaleur de la flamme, limité par la température même du gaz et *sa vitesse*, ne peut l'amener à un équilibre thermique élevé.

A 1200°, le rayonnement calorifique de l'oxyde de cérium est déjà représenté par 404, tandis que l'oxyde de thorium ne donne que 38 millimètres.

Ces remarques font immédiatement comprendre les rôles bien différents de l'oxyde support et de l'oxyde radiant. Les pouvoirs émissifs calorifique et lumineux du premier sont négligeables à côté de ceux du second. En y ajoutant le second oxyde, on lui donne les qualités qui lui manquent : à chaque addition nouvelle d'oxyde radiant correspond en quelque sorte une augmentation de la surface émissive du manchon (si nous négligeons le rayonnement propre du premier oxyde); mais il se produit aussi un abaissement de la température du manchon. Les meilleures proportions sont celles pour lesquelles le produit de la surface active du cérium par son pouvoir émissif pour *la longueur d'onde* considérée est le plus grand.

Ceci montre que les proportions doivent être modifiées suivant les applications, et un bec destiné aux usages photographiques devra être moins chargé en cérium qu'un bec servant à l'éclairage ordinaire.

La largeur des mailles et le diamètre des fils du manchon jouent

aussi un grand rôle, en modifiant la vitesse du courant gazeux. Ce facteur, dont on semble ne pas se préoccuper assez, a en effet une grande importance sur la température limite atteinte par le manchon. Les gaz présentent une certaine viscosité, et la convection sera d'autant plus active, et par conséquent la température plus élevée, que les mailles seront plus larges et les fils plus fins. On augmenterait très certainement le rendement des manchons, qui est d'ailleurs déjà très satisfaisant, en s'écartant du modèle courant dans le sens indiqué. On pourrait à ce moment augmenter un peu la dose de cérium. Mais les exigences de la pratique sont multiples, et il faut faire intervenir aussi les qualités de résistance mécanique incompatibles avec des fils trop fins.

INFLUENCE DE LA VITESSE DE CHARGE D'UN EXCITATEUR SUR L'ALLONGEMENT DE SA DISTANCE EXPLOSIVE PAR LES RAYONS ULTRA-VIOLETS;

Par M. R. SWYNGEDAUW (1).

J'ai annoncé antérieurement (2) que la lumière ultra-violette allonge la distance explosive d'un excitateur beaucoup plus dans une charge rapide que dans une charge lente.

J'énonçais ce fait en disant que la lumière ultra-violette abaisse les potentiels explosifs dynamiques beaucoup plus que les potentiels explosifs statiques; cette loi se trouvait parfois en défaut.

Pour me rendre compte de ces contradictions, je fus amené après quelques tâtonnements à attribuer cette différence d'action à une différence de vitesse de charge de l'excitateur. En effet, par définition, la charge dynamique est rapide, le potentiel varie très rapidement, la charge statique est lente, le potentiel varie lentement. Le caractère fondamental qui distingue les deux modes de charges est donc la vitesse de variation du potentiel $\frac{dV}{dt}$.

Si, d'autre part, on considère que l'action des rayons ultra-violets se fait sentir en un temps notablement plus court que la décharge employée, on est conduit à énoncer la proposition suivante : *L'allon-*

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 22 novembre 1902.

(2) *C. R.*, 20 janvier 1896.

gement de distance explosive d'un excitateur sous l'action de la lumière ultra-violette est une fonction croissante de sa vitesse de charge, à l'instant où l'étincelle éclate.

Pour vérifier cette proposition, j'ai eu recours à la méthode des deux excitateurs dérivés, que j'ai décrite ailleurs (¹), et que je rappelle seulement en deux mots.

Entre deux points d'un circuit de décharge d'un condensateur, on dérive deux excitateurs identiques E et N (*fig.* 1), qui sont à chaque instant au même potentiel.

En plaçant l'excitateur N dans des conditions physiques constantes et en le chargeant par un mode de charge invariable, on maintient le potentiel explosif de N constant; en plaçant E dans des conditions physiques données, *on pourra déterminer la distance* explosive de E pour le *potentiel quelconque*, mais *constant*, de N, en déterminant la distance explosive *équivalente* des deux excitateurs.

Pour charger les excitateurs par une méthode statique, on réunit les pôles des excitateurs dérivés à ceux de la machine de Holtz et aux armatures d'une ou deux jarres de 0,005 microfarad.

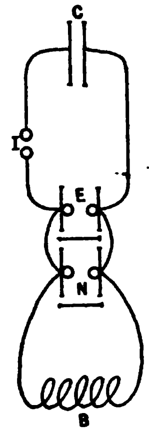


Fig. 1.

Pour charger les excitateurs par une méthode dynamique, on réunit les armatures d'une jarre C entre elles par un circuit comprenant une bobine et un interrupteur formé par un excitateur à boules I,

(¹) *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VI, p. 295, 1897; et ce vol., p. 14.

et on place les deux excitateurs dérivés *en dérivation*, entre les extrémités de la bobine (*fig.* 1).

Lorsqu'une étincelle éclate à l'excitateur I, la bobine est traversée par la décharge et la différence de potentiel entre les pôles des excitateurs dérivés en contact avec ses extrémités passe, en un temps très court par rapport à la durée de l'étincelle, de la valeur zéro *au potentiel maximum* ou potentiel critique, dont la valeur est voisine du potentiel auquel on a chargé le condensateur [1]; et la vitesse de charge de l'excitateur $\frac{dV}{dt}$ passe d'une valeur inconnue à la valeur zéro qu'elle atteint au *potentiel maximum*.

Si nous remarquons que, pour une décharge déterminée, c'est-à-dire pour une même distance explosive de l'excitateur I, chaque distance explosive de l'excitateur dérivé N correspond à un potentiel explosif différent et à une vitesse de charge différente de l'excitateur; si donc notre proposition est vraie, nous devons trouver :

I. *Qu'à chaque distance explosive de l'excitateur dérivé non éclairé correspond un allongement différent de la distance explosive;*

II. *Que, lorsque la distance explosive de* N *tend vers sa distance critique, l'allongement de la distance explosive diminue en tendant vers l'allongement statique*, c'est-à-dire vers une quantité inappréciable dans les expériences actuelles.

Le tableau suivant résume les expériences qui démontrent ces propositions.

Le condensateur est une jarre de capacité 0,005 microfarad.

L'excitateur principal I est formé de sphères de 2 centimètres de diamètre en laiton, vissées directement sur l'excitateur; les excitateurs dérivés E et N, de sphères de $0^m,167$ de diamètre en laiton, vissées sur isolant, munies d'écrans en paraffine et polies, et réunies entre elles par des fils courts et reliés par des tubes en U remplis de mercure; un écran opaque est placé entre E et N.

La lampe à arc, à 1 mètre de E, est au régime de 8 ampères, sans condenseur; on rend l'intensité de l'arc aussi constante que possible; on polit les excitateurs dérivés après chaque étincelle, et on fait éclater les étincelles toutes les minutes [2].

---

(1) Swyngedauw, *Arch. de Genève*, mai 1897.

(2) Thèse, p. 29; — *Éclairage électrique*, 22 mai 1897, p. 402; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 299.

I = 4 millimètres.

Observations	Distances explosives N en millimètres	Distances explosives E en millimètres	Excitateur auquel l'étincelle éclate	Accroissement de la distance E pour le potentiel explosif de N
E et N non éclairés	1,2	1,2	E	
»	»	1,3	N	
On éclaire E	»	2,1	E	0mm,9
»	»	2,2	N	
E et N non éclairés	2,2	2,2	E	
»	»	2,3	N	
On éclaire E	»	3,4	E	1mm,2
»	»	3,5	N	
E et N non éclairés	3,3	3,6	E	
»	»	3,4	N	
On éclaire E	»	3,5	E	0mm,2
»	»	3,3	N	
E et N sont éclairés	3,5 distance critique	3,5	E	
»	»	3,6	N	0
On éclaire E	»	3,5	E	
»	»	3,6	N	

Ces expériences pourraient s'expliquer par une variation de l'allongement avec la distance explosive ; mais cette loi se retrouve lorsqu'on opère avec un potentiel explosif principal quelconque; d'ailleurs, pour éviter cette critique, nous démontrons directement la proposition II, pour une même distance explosive N.

Première méthode. — Traçons la courbe de la variation du potentiel de l'excitateur dérivé N avec le temps sous l'influence de la décharge considérée au voisinage du potentiel maximum, et en supposant qu'il n'éclate pas d'étincelle dérivée.

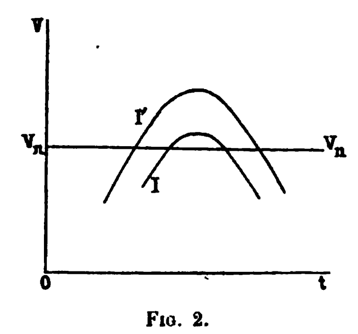


Fig. 2.

Portons en ordonnées les potentiels et en abscisses les temps écoulés depuis le début de la décharge (*fig.* 2). Pour la distance principale I, la courbe a la

forme I ; pour une distance un peu plus grande I′, la courbe a la forme I′ ; l'excitateur dérivé atteint le potentiel maximum sensiblement dans le même temps dans les deux expériences. Ceci serait rigoureusement vrai si la décharge pouvait se faire sans étincelle, car la période est indépendante du potentiel auquel on a chargé le condensateur ; dans la décharge par étincelle, cette condition est encore approximativement réalisée.

Supposons maintenant que l'on fasse éclater une étincelle dynamique en N, en prenant pour distance explosive principale I et I′ ; si N = constante, l'étincelle y éclatera toujours au même potentiel marqué par la parallèle V_nV_n, et $\frac{dV}{dt}$ aura la valeur représentée par le coefficient angulaire aux courbes I et I′ en leurs points d'intersection avec la droite V_nV_n. On voit alors qu'à la plus grande distance explosive principale correspond la plus grande vitesse $\frac{dV}{dt}$.

La proposition à démontrer devient alors :

Pour une même distance explosive de l'excitateur dérivé non éclairé, la distance explosive de l'excitateur éclairé augmente quand la distance explosive principale croît.

L'expérience vérifie cette conclusion.

Expérience. — Si l'on reprend le dispositif de la page 109, la distance explosive de E éclairé équivalente à N = 2m,25 est : E_e = 2m,75, si I = 6 mm. ; elle est E_e = 3mm,05, si I = 8 mm.

Deuxième méthode. — Considérons la disposition expérimentale de la page 109, et prenons comme circuit deux bobines en série. Si l'on désigne par B'_1 et B''_1 les extrémités de la première bobine, et par $B'_2B''_2$ les extrémités de la seconde, il est évident que le potentiel maximum atteint entre B'_1 et B''_1, ou entre B'_2 et B''_2, est plus petit qu'entre B'_1 et B''_2.

Si I représente la variation du potentiel aux extrémités $B'_1B''_1$ en fonction du temps, I′ représentera la variation du potentiel aux extrémités $B'_1B''_2$ (*fig.* 3).

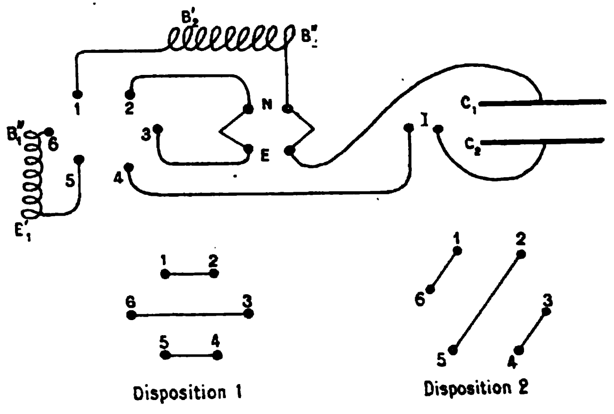


Fig. 3.

Supposons que l'on se donne une disposition expérimentale telle que, dans deux expériences successives, les excitateurs dérivés E et N forment dans l'expérience les extrémités B'_1 et B''_1, dans la seconde les extrémités B'_1 et B''_2.

En appliquant les considérations que l'on vient d'exposer pour la première

méthode, on voit dès lors que : *si l'on maintient la distance explosive de l'excitateur N non éclairé constante, la distance explosive de l'excitateur éclairé augmente quand on passe de la première disposition expérimentale à la seconde.* C'est ce que montre l'expérience.

On réalise simplement ce changement de disposition expérimentale en réalisant le schéma de la *fig.* 3. On se sert d'un commutateur à trous formé de six petits tubes en U remplis de mercure, plantés en hexagone régulier sur un petit bloc de paraffine. On fait les connexions comme l'indique la figure. Si les pôles E et N forment les extrémités B'_1 et B''_1 d'une seule bobine (disposition 1), on fait communiquer par des points métalliques 1.2, 6 3, 5.4, comme l'indique la figure; si E et N forment les extrémités B'_1 et B''_2 de deux bobines en série (disposition 2), on fait communiquer 1.6, 2.5, 3.4.

La proposition est donc vérifiée.

Nous examinerons maintenant quelques conséquences intéressantes de la proposition pour la détermination des distances critiques.

Examen d'une contradiction apparente. — Nous avons vu que, si l'étincelle dynamique éclate au *potentiel maximum*, la distance critique s'allonge comme une distance statique, c'est-à-dire *très faiblement*, d'une façon inappréciable dans l'éclairement par la lumière à arc sans condenseur. Cette proposition est en contradiction avec mon premier énoncé et semble l'être avec ce que l'on sait des recherches de Hertz, Sella et Majorana, et de tous ceux qui se sont occupés de l'action de rayons ultra-violets sur les potentiels explosifs; en effet, Hertz a découvert l'action de la lumière ultra-violette en montrant que la distance explosive critique d'un résonateur s'allonge sous l'influence de la lumière ultra-violette d'une fraction notable, $\frac{1}{3}$ ou $\frac{1}{2}$, de la distance explosive dans l'obscurité, c'est-à-dire beaucoup plus que l'allongement d'une distance explosive statique, qui n'est que de $\frac{1}{20}$ environ pour de forts éclairements.

Cette contradiction n'est qu'apparente. En effet, dans l'expérience rapportée plus haut, que *l'excitateur soit éclairé ou non, l'étincelle éclate toujours pour le même potentiel*, le potentiel explosif correspondant à la distance critique de l'excitateur N ; l'allongement obtenu a un sens précis; c'est l'accroissement de la distance explosive pour un même potentiel explosif. En est-il ainsi dans les expériences de Hertz et autres analogues?

Notre proposition nous dit que :

III. *Si l'allongement de la distance critique sous l'action des rayons ultra-violets est supérieur à l'allongement statique, l'étincelle critique*

éclate pour une valeur de $\frac{dV}{dt}$ *différente de zéro, par conséquent pour un potentiel inférieur au potentiel maximum.* L'expérience confirme cette proposition. Lorsque l'excitateur E, vivement éclairé, se décharge à sa distance critique, son potentiel explosif ne correspond pas à la distance critique de N, mais à une distance explosive *notablement plus petite.* On peut donner à N une valeur inférieure à sa distance critique sans que l'étincelle ne cesse d'éclater en E.

Reprenons l'expérience de la page 110, mais éclairons fortement l'excitateur dérivé E par l'étincelle principale.

La distance explosive de l'excitateur E, éclairé, étant la distance critique $5^{mm},10$, on trouve que, si N = 2 millimètres, l'étincelle dynamique éclate en N ; si N = $2^{mm},25$, l'étincelle dynamique éclate en E. La distance critique N étant égale à $3^{mm},6$, le potentiel explosif auquel l'étincelle critique éclate en E éclairé est donc notablement plus petit que si E n'était pas éclairé.

On constate le même fait dans toutes les expériences où l'éclairement du pôle se fait avec une intensité suffisante (lampe à arc avec condenseur, effluve ou étincelle voisine).

Application à la mesure des distances critiques. — Cette expérience présente une importance capitale pour la mesure de distances critiques ; elle montre d'abord que l'étincelle n'éclate pas au même potentiel explosif pour un excitateur éclairé ou non par une lumière ultra-violette intense. Les accroissements de distance critique, quand l'on mesure ainsi, n'ont aucun sens. La présence d'une étincelle simultanée ou d'un effluve voisin peut fausser complètement les mesures de distance critique et les conséquences que l'on en tire pour l'étude des décharges.

IV. *L'allongement de la distance explosive est une fonction paire de la vitesse de charge de l'excitateur.* — Nous avons vu jusqu'ici que la distance explosive d'un excitateur éclairé dépend de la vitesse de charge $\frac{dV}{dt}$, quand le potentiel allait en croissant ; mais en dépend-elle encore quand le potentiel décroît ?

L'expérience montre que le potentiel explosif s'abaisse encore lorsque la vitesse $\frac{dV}{dt}$ est négative ; on arrive ainsi à cette conséquence inattendue que, *pour décharger un excitateur éclairé par les rayons ultra-violets, chargé à un potentiel voisin de son potentiel*

explosif statique, il suffit de diminuer brusquement le potentiel.

Cette conséquence singulière change un peu les idées reçues sur les potentiels explosifs ; car, si un excitateur n'est pas éclairé par la lumière ultra-violette, il faut, *dans tous les cas, augmenter son potentiel pour le décharger.*

Soit un excitateur I_1I_2, dont les pôles sont unis aux armatures d'un condensateur de grande capacité C_1C_2, chargé par une machine statique P_1P_2 à un potentiel voisin du potentiel explosif de I_1I_2 (*fig.* 4).

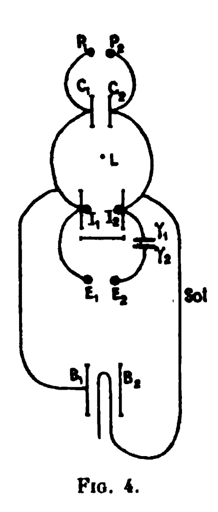


Fig. 4.

On diminue brusquement le potentiel en mettant en quantité avec le premier un autre, $\gamma_1\gamma_2$, notablement plus petit, par le contact des sphères de l'excitateur E_1E_2. Si l'excitateur est éclairé, il se décharge en ce moment, et l'abaissement de potentiel constaté est notablement supérieur (5 à 6 fois) à l'amplitude de la variation du potentiel que l'on provoque aux pôles de l'excitateur.

Cette proposition a été longuement démontrée dans ma thèse ; je citerai simplement cette expérience : on prend un excitateur I à sphères de platine, une jarre C_1C_2 de 0,005 microfarad et un petit condensateur $\gamma_1\gamma_2$ de 0,00005 microfarad. La lumière d'une lampe à arc L de 8 ampères est concentrée par un condenseur en quartz sur les pôles de l'excitateur I. On mesure le potentiel à l'électromètre de MM. Bichat et Blondlot.

En le chargeant par une méthode statique, l'excitateur non éclairé

se décharge pour 62 unités C. G. S. électrostatiques; pour le potentiel de 60,7 unités C. G. S. si l'excitateur est éclairé; enfin l'excitateur se décharge pour 54,5 C. G. S., s'il est éclairé et si on diminue brusquement son potentiel en joignant les armatures du petit condensateur au grand par l'excitateur E_1E_2.

Dans les expériences précédentes, on peut se demander si l'étincelle éclate, quand le potentiel baisse brusquement, ou plutôt lorsque le potentiel croît, par suite des oscillations qui se produisent dans le circuit de décharge. Mais, si on intercale dans le circuit de décharge un tube rempli d'une dissolution de sulfate de cuivre, de façon à supprimer les oscillations, on constate encore l'abaissement du potentiel explosif de l'excitateur éclairé; mais l'abaissement est notablement plus petit, deux à trois fois. L'abaissement du potentiel ou, ce qui revient au même, l'allongement de la distance explosive est bien une fonction paire de la vitesse de charge. Cette expérience réussit facilement. On pourrait peut-être en faire une expérience de cours en remplaçant l'électromètre par un trop-plein électrique réglable par un micromètre, et en munissant naturellement l'excitateur I d'écrans contre toute lumière ultra-violette d'effluves.

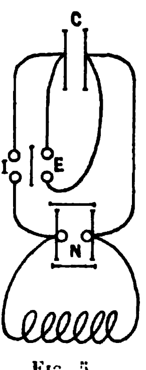


Fig. 5.

Pour démontrer cette proposition mieux encore, j'ai eu recours au dispositif suivant (*fig.* 5). Reprenons la méthode des excitateurs dérivés, telle que je l'ai décrite pages 109 et 110; plaçons l'excitateur E en face de I; unissons les armatures de C aux deux pôles de E, le pôle isolé de I étant uni à une armature, l'autre pôle de I uni à un pôle de N, l'autre pôle de N étant à l'extrémité B_2 de la bobine. Si les fils qui vont de E' aux armatures ne sont pas enroulés et sont

courts (quelques décimètres), la différence de potentiel entre les pôles de E′ sera, à *chaque instant de la décharge*, la même que celle qui existe entre les armatures de la jarre.

Cela posé, éloignons d'abord les pôles de N, pour qu'il n'y éclate pas d'étincelle dérivée; amenons les pôles de E à une distance explosive telle que le potentiel explosif statique de E surpasse légèrement le potentiel explosif statique de I.

Quand l'expérience est bien réglée, on constate que, si on place une lame de verre entre I et E, l'étincelle éclate toujours en I seul; mais, si on enlève la lame, la lumière de l'étincelle principale peut éclairer E′, et on observe une étincelle simultanément en E et I.

La lumière ultra-violette de l'étincelle principale est nécessaire. pour provoquer l'étincelle en E; la décharge du condensateur est par conséquent commencée quand l'étincelle éclate en E; donc le potentiel explosif dynamique de E est inférieur au potentiel explosif *statique de I*; or ce dernier est inférieur au potentiel explosif *statique* de E. Il y a donc eu abaissement de potentiel explosif.

Il reste à démontrer que la décharge ne se produit pas en E pendant que le potentiel croît, dans une des oscillations successives de la décharge, mais au moment où le potentiel baisse.

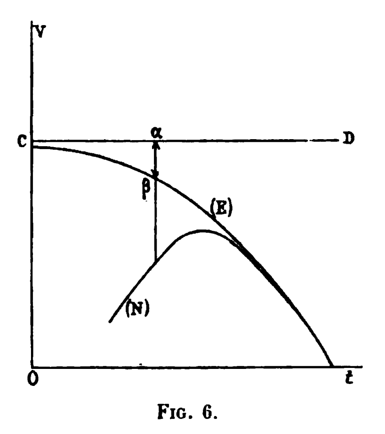


Fig. 6.

Pour le démontrer, nous nous servirons de l'excitateur dérivé N. Le potentiel aux pôles de E variera comme l'indique la courbe (E) obtenue en portant en abscisses les temps écoulés depuis l'origine de la décharge et en ordonnées les différences de potentiel aux bornes. Traçons la courbe de variation du potentiel aux bornes

de N (*fig.* 6) et traçons-la sur les mêmes axes coordonnés et à la même échelle que celle qui est relative à E ; par suite de l'échauffement de la couche d'air de l'étincelle principale I, cette courbe (N) se confondra avec la courbe (E) après son maximum. Nous allons montrer que l'excitateur E se décharge avant que le potentiel ait atteint son premier maximum en N ; il suffira pour cela de faire voir que, lorsque E est éclairé et que les étincelles éclatent simultanément en I et E, on peut, sans faire éclater d'étincelle en N, donner à ce dernier une distance explosive plus petite que la distance critique. En effet, dans ce cas, le potentiel explosif correspondant à cette distance N est atteint avant le potentiel critique ; si donc l'étincelle en E se produisait après le premier maximum en N, l'étincelle en N l'aurait précédé et on aurait dû observer, dans ce cas, des étincelles simultanées en I, N et E ; il n'en est pas ainsi ; donc l'étincelle en E s'est produite avant le premier maximum du potentiel en N, c'est-à-dire pendant que le potentiel baisse en E.

Les expériences suivantes démontrent tous ces faits.

Le condensateur C est une jarre de capacité $0^{mf},005$.

La bobine a 64 tours de fil isolé à la paraffine.

L'*excitateur principal* I a des pôles de $1^{m},67$ de diamètre en laiton ;

L'*excitateur* E, des pôles de platine de 1 centimètre de diamètre vissés sur isolant et munis d'écrans contre la lumière des effluves.

L'*excitateur* N est à pôles de laiton de 1 centimètre de diamètre, vissés sur isolant, munis d'écrans contre toute lumière ultra-violette.

I = 6 millimètres.

Observations	Numéros d'ordre des expériences	Distance explosive N en millimètres	Distance explosive E en millimètres	Excitateurs auxquels l'étincelle éclate
Ecran entre E et I...	1	6,2	6,8	E
»	2	»	7	I
On supprime l'écran.	3	»	»	IE
On remet l'écran....	4	»	»	I
On supprime l'écran.	5	4,75	»	IE
»	6	4,50	»	IN
»	7	6	7,5	IN

Les expériences (4) et (7) montrent que la distance critique N est comprise entre $6^{mm},20$ et 6 millimètres ; les expériences (5) et (6), que, si E = 7 millimètres, l'étincelle éclate en E quand le potentiel de N atteint le potentiel explosif de N pour une distance explosive comprise entre $4^{mm},5$ et $4^{mm},75$. Cette donnée détermine l'instant θ de

l'étincelle E. Si on représente le potentiel explosif statique de E = 7 millimètres par l'ordonnée de la parallèle CD à l'axe des temps, l'abaissement du potentiel explosif de E est représenté par le segment $\alpha\beta$ de la parallèle à l'axe des potentiels pour l'instant θ.

On peut répéter toutes ces expériences en éclairant les pôles E par un effluve ou une aigrette émise par une pointe électrisée par une machine électrostatique accessoire.

Interprétation de certaines expériences inexpliquées. — 1° *Expérience du débordement de la jarre de O. Lodge.* — Les expériences que nous venons de faire pour confirmer la proposition IV sont analogues aux expériences célèbres de M. Lodge sur le débordement du condensateur, *on the over flow of jar.* Les deux pôles d'une petite machine électrostatique de Voss[1] sont réunis aux armatures d'une petite bouteille de Leyde, l'une par un fil court, l'autre par un fil très long (*fig.* 7).

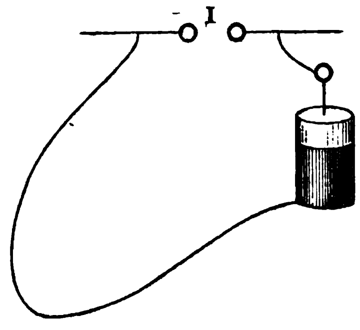


Fig. 7.

M. Lodge constate que, si la distance explosive I est suffisante, en même temps qu'une étincelle éclate en I, on constate qu'une très forte étincelle jaillit entre les armatures de la bouteille.

Les armatures de la bouteille peuvent être considérées comme les pôles de l'excitateur E de nos propres expériences; l'effet constaté par M. Lodge est donc le même que celui que nous avons produit; il serait dû à la lumière ultra-violette de l'étincelle en I et des effluves qui accompagnent la décharge, et l'effet d'induction et d'oscillation

(1) O. Lodge, *Lightning conductors and Lightning guards* (Wittaker and C°, London), p. 55.

tout particulier invoqué par M. Lodge, tout en étant très problématique, serait de plus inutile.

2° *Expérience de Hertz.* — Hertz relate, dans les notes qui suivent son livre sur la propagation de la force électrique, une expérience curieuse (1).

Lorsqu'on éloigne les pôles d'une machine de Holtz, de façon à dépasser légèrement la distance qui provoque des étincelles, si on touche l'un des pôles isolés avec le doigt, une étincelle jaillit de nouveau entre eux.

Si on songe que la lumière de l'étincelle que l'on occasionne et les effluves extérieurs qui accompagnent toujours l'expérience éclairent les pôles de l'excitateur, le contact de la main provoque une baisse brusque de potentiel, et cette variation rapide suffit pour décharger l'excitateur.

3° *Expériences de Jaumann.* — Par des expériences bien connues sur la décharge (2), M. Jaumann crut avoir démontré que des variations très rapides de potentiel diminuent le potentiel explosif d'un excitateur; j'ai fait voir antérieurement (3) que la diminution de potentiel explosif observée par ce physicien était due à l'influence des radiations ultra-violettes, dont l'auteur ne se préoccupait point, et que les oscillations rapides de potentiel aux pôles de l'excitateur étaient insuffisantes pour provoquer, seules, le phénomène.

4° *Expériences de M. Warburg* (4). — Pour expliquer l'action des rayons ultraviolets sur les potentiels explosifs, M. Warburg admet que ces radiations ont pour effet de diminuer le retard de décharge d'un excitateur. Or ce retard ne peut être manifesté nettement qu'avec des pôles ternis par les étincelles ou par des pôles de certains métaux, comme le fer; pour des pôles en laiton polis après chaque étincelle, le *retard n'existe pas* (5) ou du moins ne peut être constaté par l'ex-

---

(1) HERTZ, *Untersuchungen über die Ausbreitung der elecktrischen Kraft*, p. 288.

(2) JAUMANN, *a. Einfluss rascher Potentialänderungen auf den Entladungsvorgang. Sitz. Ber. der Kön. Akad. zu Wien*, p. 765; juillet 1888; — *b. Zu den Bemerkungen den Hn. Swyngedauw über elektrische Entladungen. Wied. Ann.*, 1897, t. LXII, p. 396.

(3) SWYNGEDAUW, *a. Sur certaines expériences et propositions de M. Jaumann. L'Eclairage électrique*, 27 mars 1897; — *b.* Thèse, p. 34; — *L'Eclairage électrique*, 12 juin 1897; — *c. Sur la décharge par étincelle.* Réponse à M. Jaumann. *Eclairage électrique*, 19 février 1898; — *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 543.

(4) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 1, et t. LXII.

(5) Séance de la Société de Physique, juin 1900.

périence directe. L'explication de M. Warburg du rôle des rayons ultra-violets basée sur l'existence de ce retard est donc inadmissible. Aussi, pour interpréter les expériences de ce savant, qui sont *uniquement* des expériences d'*abaissement de potentiel explosif* (pareilles à celles de la page 115 de ce mémoire, dans lesquelles on réunirait les armatures de $\gamma_1\gamma_2$ aux deux pôles E_1, E_2, le condensateur $\gamma_1\gamma_2$ étant remplacé par un intervalle explosif), je supposais que la lumière ultra-violette agissait *seule* et provoquait le grand abaissement apparent de potentiel explosif constaté, grâce à la grande vitesse de variation du potentiel aux pôles de l'excitateur E_1E_2.

M. Warburg a montré depuis (1) que ses expériences s'expliquaient par l'oscillation du potentiel aux pôles de l'excitateur au-dessus du potentiel d'équilibre dans la décharge partielle du grand condensateur dans le petit.

J'ai constaté dernièrement (2) que ces oscillations se produisaient encore, lorsque la capacité du petit condensateur $\gamma_1\gamma_2$ tend vers zéro, mais leur amplitude tendait vers zéro et, de plus, l'action des radiations ultra-violettes facilite toujours la décharge.

Les expériences de M. Warburg trouvent donc leur explication dans les oscillations du système des deux condensateurs, et la décharge est favorisée par les rayons ultra-violets, conformément à mon interprétation, grâce à la grande vitesse de variation de potentiel dans la charge de l'excitateur E_1E_2.

Cette rectification étant faite, j'estime que les expériences de M. Warburg ne peuvent *infirmer* la proposition établie dans ce mémoire par des expériences qui échappent totalement aux critiques de ce physicien.

Conclusion. — La lumière ultra-violette (3) *allonge la distance explosive de l'excitateur qu'elle éclaire d'une quantité d'autant plus grande que la vitesse de charge de l'excitateur est plus rapide à l'instant où l'étincelle éclate.*

Cette proposition, établie sur des expériences directes, a permis d'interpréter un certain nombre d'expériences curieuses ou inexpliquées jusqu'à ce jour.

---

(1) *Drude's Annalen*, t. V, p. 818; 1901.

(2) Congrès A. F. A. S. Montauban, et *L'Eclairage electrique*, 6 septembre 1902.

(3) Nous avons démontré que les rayons de Röntgen ont un effet analogue aux rayons ultra-violets et produisent un abaissement beaucoup plus grand de potentiel dans les charges rapides (*C. R.*, 17 février 1896; thèse, p. 21).

ROUE DE BARLOW ACTIONNÉE PAR UN ÉLÉMENT THERMO-ÉLECTRIQUE;

Par M. E. CARVALLO.

L'intérêt didactique qui s'attachait à la réalisation de cette expérience, montrant une transformation de chaleur en travail par l'intermédiaire d'un courant électrique, n'échappera à personne.

Malheureusement la roue de Barlow, telle qu'on la trouve dans la plupart des cabinets de physique, est un appareil bien trop peu sensible pour être mis en mouvement par un seul couple thermo-électrique. Ainsi la Sorbonne possède une roue de Barlow à dents et un disque plein de Faraday. Le plus avantageux de ces appareils a donné les résultats suivants :

Il faut employer un courant d'au moins 7 ampères, et la différence de potentiel aux bornes de la roue est alors de 0,4 volt. La retouche des pivots et l'addition d'armatures à l'aimant n'ont produit qu'une amélioration médiocre.

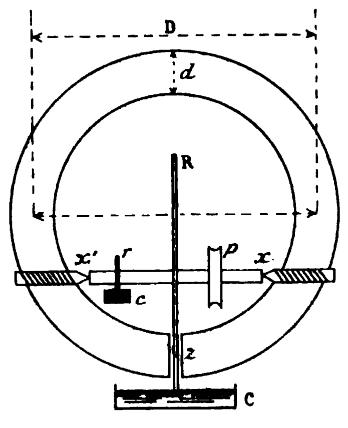


Fig. 1.

Diminution de l'ampérage. Circuit magnétique. — Mais on en obtient une importante en substituant un électro-aimant à l'aimant. Voici la disposition que j'ai adoptée :

L'électro-aimant est un tore de fer doux coupé en *Z* (*fig.* 1). Il a pour

dimensions :

Diamètre de la circonférence moyenne.....	$D = 12^{cm}$
Diamètre de la section....................	$d = 2,5$
Entrefer dans la coupure..................	$\lambda = 0,45$

Il porte deux couches d'un fil de $1^{mm},4$ de diamètre contenant 436 spires, soit :

Nombre de spires par centimètre............ $n = 11,6$

Avec ces données, le calcul du circuit magnétique montre qu'une excitation de 4 ampères donne un champ de 4800 gauss. Le champ déduit de la mesure du flux d'induction a été trouvé égal à 5000. L'accord des deux nombres est satisfaisant ; car, dans la réalité, l'attraction des pôles de l'électro-aimant diminue un peu l'entrefer, ce qui augmente le flux magnétique. Le calcul montre en outre que la réactance du fer est négligeable devant celle de l'entrefer, de sorte que le champ magnétique dans l'entrefer est sensiblement proportionnel au courant d'excitation jusqu'à 10 ampères.

Diminution du voltage. Circuit de la roue. — Le voltage doit être abaissé au-dessous des $0^{v},03$ du couple thermo-électrique. Pour obtenir ce résultat, on diminue autant que possible la résistance du circuit de la roue. Celui-ci contient la pile et la roue.

La roue R (*fig.* 1) se compose d'un disque ayant 9 centimètres de diamètre et $0^{cm},4$ d'épaisseur monté sur un axe $x'x$. Sur la tranche sont plantées 24 dents de laiton, qui ont $3^{cm},6$ de long et $0^{cm},2$ de diamètre. Les extrémités des dents viennent successivement plonger dans une cuve à mercure C, par où sort le courant. La roulette r, portée par l'axe $x'x$, plonge dans une cuvette à mercure c pour l'arrivée du courant. Toutes les pièces au contact du mercure sont nickelées pour que les surfaces de contact restent propres et identiques à elles-mêmes autant que possible.

Dans ces conditions, quand tous les nickels sont bien propres et quand on emploie du mercure distillé, la résistance de la roue avec ses cuvettes est assez constante. Mesurée au pont Thomson, elle varie entre $0^{\omega},005$ et $0^{\omega},007$. Mais, si le mercure n'est pas parfaitement propre, ainsi que le nickel, la résistance est essentiellement variable et se trouve souvent plus que décuplée.

La pile est formée de deux tiges constantan et fer ayant chacune 35 centimètres de long et $0^{cm},8$ de diamètre ; elles sont brasées

ensemble et portent à chacune des extrémités libres un fil de cuivre de 3 millimètres de diamètre pour le contact avec les bornes des cuvettes à mercure de la roue. La résistance totale de cette pile a été calculée, puis vérifiée au pont Thomson ; elle est de $0^{\omega},006$ à froid.

En résumé, quand on se place dans les meilleures conditions, la résistance totale du circuit de la pile et de la roue est $r = 0^{\omega},012$. Or, en portant la brasure de la pile au rouge cerise, on obtient la force électromotrice $0^{v},03$; l'intensité qui doit en résulter est $i = 2^{amp},5$. Pour faire des mesures, j'ai ajouté au circuit un ampèremètre qui porte à $0^{\omega},02$ la résistance totale du circuit de la roue. Dans ces conditions, l'intensité calculée est $i = 1^{amp},5$. C'est en effet ce que donne en moyenne l'expérience; cependant, en poussant le chauffage de la brasure, on peut aller jusqu'à $1^{amp},8$.

Moment de la force électro-magnétique nécessaire pour entraîner la roue. — Une petite poulie p, placée sur l'axe $x'x$ (*fig.* 1), a permis de mesurer la mobilité au moyen de poids. Les moments nécessaires pour entraîner une roue montée sur pivots et une roue montée sur billes sont les suivants :

1° Roue à pivots........	6 gr. cent.	= 5900 ergs
2° Roue à billes.........	5 »	= 4900 »

D'un autre côté, si l'on calcule le moment des forces électromagnétiques qui agissent sur une dent verticale traversée par l'intensité $i = 1$ ampère (0,1 C. G. S.) et située dans le champ magnétique $\alpha = 5000$ gauss, on trouve pour moment 7,6 gr.-cent. La position verticale de la dent est, il est vrai, la plus favorable; mais la prépondérance que nous trouvons pour le moment moteur d'une part et, d'autre part, la possibilité d'augmenter α et i, permettent de prévoir le succès de l'expérience.

L'expérience réussit bien dans les conditions suivantes :

Pile thermo-électrique sur l'ampèremètre et la roue à bille :

Intensité du courant de la roue...	$1^{amp},5$
Champ magnétique...............	3000 gauss

(Courant d'excitation de l'électro-aimant, $2^{amp},5$.)

On peut varier l'expérience en supprimant l'ampèremètre, en diminuant ou poussant le chauffage de la pile thermo-électrique, en changeant l'excitation de l'électro-aimant.

Dans les conditions que je viens de citer, la roue tourne à raison de 30 à 60 tours par minute. Une vitesse plus grande a l'inconvénient de projeter du mercure. Au bout de dix minutes, la roue se ralentit; au bout d'un quart d'heure, elle s'arrête. Après l'expérience, la résistance mesurée au pont Thomson se montre très capricieuse; elle augmente et ne tarde pas à être décuplée. Il suffit de nettoyer les nickels et de renouveler le mercure pour que l'expérience réussisse de nouveau.

Un examen plus attentif montre que le mal vient de la roulette *r* et de la petite cuvette *c*. Il suffit d'en nettoyer les nickels et d'en renouveler le mercure, sans changer celui de la grande cuvette C.

Pour éviter le plus possible l'effet nuisible des courants de Foucault, j'ai disposé la roue dentée de façon que deux dents soient en même temps tangentes à la section de l'électro-aimant, alors qu'une troisième dent est verticale. La cuvette à mercure est réglée de façon que les dents tangentes affleurent au mercure.

G. TAMMANN. — Ueber die sogenannten flüssigen Krystalle. II (Sur les prétendus cristaux liquides, 2e communication). — *Drude's Ann.*, t. VIII, p. 103-108; 1902.

O. LEHMANN. — Ueber künstlichen Dichroïsmus bei flüssigen Krystallen und Hrn. Tammann's Ansicht (Sur le dichroïsme artificiel dans les cristaux liquides et l'opinion de Tammann). — *Ibid.*, p. 908-923.

Polémique sur les cristaux liquides. Les principaux arguments de M. Tammann sont les suivants : L'existence d'agrégats moléculaires orientés exige de puissantes actions intermoléculaires, d'où une rigidité considérable. L'existence de cristaux sans rigidité conduirait à modifier profondément la théorie des réseaux cristallins, sinon à l'abandonner; or cette existence n'est rien moins que prouvée. Un observateur non prévenu prendrait les prétendus cristaux liquides pour des émulsions. M. Lehmann a attribué à tort au liquide une double réfraction, qui appartient manifestement à la lamelle protectrice de la préparation microscopique, et a dû, pour justifier son dire, imaginer l'hypothèse *ad hoc* de forces directrices dans la molécule même. Il ne s'est pas demandé pourquoi tous les cristaux

liquides sont troubles. D'après des expériences de Rotarski[1], les substances à fusion trouble présentent tous les caractères des émulsions.

Après avoir décrit des expériences d'essai faites avec l'acide méthoxycinnamique, tout à fait incolore, et qui, entre deux nicols croisés, montre deux quadrants incolores et deux quadrants colorés, dont la coloration ne peut être attribuée à la préparation elle-même, M. Lehmann répond : La double réfraction appartient bien à la préparation examinée, car on peut la faire varier par l'addition de liquides convenablement choisis; tant pis pour la théorie des réseaux, si elle ne s'accorde pas avec les faits. L'hypothèse de la force directrice moléculaire interne n'est pas émise *ad hoc;* l'auteur l'a déjà examinée[2]; les préparations à cristaux liquides sont troubles, parce qu'elles contiennent des amas cristallins donnant lieu à des réflexions multiples; mais les cristaux liquides isolés sont limpides. On ne peut guère tirer d'observations à l'œil nu de conclusions contre des expériences microscopiques. Ce n'est pas la première fois que ses idées, après avoir été vivement combattues, ont fini par s'imposer; témoin la température de transformation de substances énantiomorphes, et les mélanges de cristaux non isomorphes. Quiconque étudiera sans prévention au microscope, et non à l'œil nu, la formation des cristaux liquides, ne comprendra pas qu'on puisse mettre en doute leur existence.

P. LUGOL.

E. HERZEN. — Sur les tensions superficielles des mélanges de liquides normaux. *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XIV, p. 232-260 ; 1902.

Les tensions superficielles des solutions de liquides normaux (c'est-à-dire des liquides dont le poids moléculaire ne varie pas avec la température et la dilution) sont déterminées par les variations de l'attraction interne. Elles peuvent être rattachées à la théorie générale des fluides de Van der Vaals et à la théorie de Lorentz sur la variation de la constante d'attraction avec le titre du mélange.

De nombreuses expériences faites dans le vide par la méthode de Ramsay et Schields ont permis à l'auteur de vérifier qu'on peut cal-

(1) ROTARSKI, *Wied. Ann.*, 4e série, p. 528 ; 1901.

(2) O. LEHMANN, *Wied. Ann.*, XXV, p. 186 ; 1885 ; — et *Molecülar-physik*, I, p. 156, et II, p. 367 en haut et 427 en bas.

culer les tensions superficielles d'un mélange à partir des tensions superficielles des composants par la formule de Lorentz :

$$a_x = a_1 x^2 + 2\sqrt{a_1 a_2}\, x(1 - x) + a_2(1 - x)^2$$

dans laquelle

$$a_x = \frac{M}{d}\gamma\left(\frac{M}{d}\right)^{2/3}$$

chaque fois que l'effet thermique du mélange est nul. [Les quantités désignées par a représentant les attractions moléculaires, γ la tension superficielle, x la proportion de l'un des composants, celle de l'autre étant $(1 - x)$.]

Si, au contraire, l'effet thermique est sensible, on obtient pour le coefficient de $x(1-x)$ des valeurs voisines de $2\sqrt{a_1 a_2}$, d'autant plus petites que le refroidissement pendant le mélange est plus grand.

G. Roy.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — On the radiation of mercury in the magnetic field (Sur le rayonnement du mercure dans le champ magnétique). — *Astroph. Journ.*, 1902, t. XV, p. 235-252.

MM. Runge et Paschen se sont proposés de rechercher les relations qui pourraient exister dans le spectre du mercure entre le phénomène de Zeeman et la distribution des raies en séries, relations que les travaux de Preston (1) et de Kent (2) n'ont pas assez nettement définies. Ils ont employé à cet effet, comme source de lumière, des tubes de Geissler de la forme imaginée par F. Paschen (3), un champ d'environ 25.000 C. G. S. produit par un électro-aimant semi-circulaire de Dubois, et un grand réseau concave de Rowland. Deux chambres noires de 2 mètres de large, placées à côté l'une de l'autre, leur permettaient d'obtenir en une seule pose, sur une série de plaques, les spectres de plusieurs ordres. Ils pouvaient ainsi s'assurer de la réalité des composantes faibles en les retrouvant sur plusieurs spectres.

La première partie de leur travail a été de s'assurer qu'avec des intensités de champ différentes, les distances des composantes des

(1) Preston, *Nature*, LIX, p 248; 1899.
(2) Kent, *Astroph. Jour.*, XIII, 289-319; 1901.
(3) F. Paschen, *Physikal. Zeitschrift*, I, 478; 1900.

diverses raies du spectre gardent les mêmes rapports; seule l'échelle de l'image change. Sans doute cette observation contredit celle que Kent et Reese avaient faite sur les raies du zinc; mais on doit accorder bien moins de poids aux mesures de ces derniers expérimentateurs, car ils n'ont pas pu obtenir par exemple le type de la raie du mercure λ 5461, qu'ils dépeignent comme un triplet diffus, tandis qu'en réalité elle est formée de 9 composantes. MM. Runge et Paschen ne peuvent dire d'ailleurs si la distance des composantes croît proportionnellement au champ, car ils n'ont fait aucune mesure d'intensité; mais tout ce que nécessite la réduction de leurs observations, c'est que les échelles des images formées par les composantes des différentes raies dépendent de la même manière de l'intensité du champ. Sans s'astreindre alors à conserver au champ rigoureusement la même valeur, ils ont pu comparer les photographies prises en des poses successives.

Leurs observations sont résumées dans des tableaux où les raies sont groupées par séries. Elles mettent en évidence que les raies d'une même série ont le même nombre de composantes, séparées par les mêmes intervalles (en nombres de vibrations), et polarisées de la même façon. Ce résultat, très net pour les raies des deuxièmes séries secondaires, l'est moins pour les raies des premières; les longueurs d'ondes plus courtes et la présence de raies satellites rendent alors la répétition du même type plus difficile à observer. Toutes les raies n'appartenant pas à des séries sont séparées en trois composantes; mais les différences des nombres de vibrations de ces composantes, quoique presque les mêmes, présentent des variations bien plus grandes que les erreurs d'observations.

J. Baillaud.

Royal A. Porer. — The influence of atmospheres of nitrogen and hydrogen on the arc spectra of iron, zinc, magnesium, and tin compared with the influence of an atmosphere of ammonia (L'influence des atmosphères d'azote et d'hydrogène sur les spectres d'arcs du fer, du zinc, du magnésium et de l'étain, comparée avec celle d'une atmosphère d'ammoniaque). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 274-281; 1902.

L'auteur résume ainsi qu'il suit ses expériences, effectuées avec un arc tournant (1) et des électrodes de zinc, de magnésium et d'étain chimiquement purs, et de fer commercial.

(1) Crewet Tatnall, *Phil. Mag.*, t. XXXVIII, p. 379-386; 1894.

1° L'intensité moyenne des arcs du fer et du magnésium n'est pas changée en substituant une atmosphère d'azote pur à une atmosphère d'air. L'intensité moyenne des arcs de zinc et d'étain est réduite deux ou trois fois par l'azote. Par l'hydrogène, ces intensités sont réduites de cinq à vingt fois plus que par l'azote. L'ammoniaque ne semble pas produire une réduction aussi grande que l'hydrogène;

2° Les intensités relatives de beaucoup de raies dépendent de l'atmosphère; les raies qui sont relativement les plus réduites par l'azote sont celles de l'étincelle. En règle générale, ces raies sont relativement renforcées par l'hydrogène ou l'ammoniaque ;

3° L'influence de l'ammoniaque sur les intensités ou les renversements de raies est intermédiaire entre celle de l'azote et celle de l'hydrogène. On peut, semble-t-il, établir cette règle, que l'*effet de l'ammoniaque est approximativement égal à la somme des effets de ses constituants ;*

4° L'influence de l'oxygène est semblable à celle de l'hydrogène;

5° L'azote affecte les raies renversées de l'étain, soit en détruisant le renversement, soit en produisant un double renversement faible.

Ces résultats semblent montrer que l'affinité d'une atmosphère avec les électrodes n'entre que comme un facteur très petit, probablement insignifiant, dans la production de l'intensité de l'arc, qui serait due bien plutôt à des causes électriques qu'à des réactions chimiques.

J. Baillaud.

Victor WELLMANN. — On a numerical relation between light and gravitation (Sur une relation numérique entre la lumière et la gravitation). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 282-285; 1901 (1).

La transmission de la lumière à travers les espaces interstellaires y nécessite la présence d'un corps, l'éther, que nous supposons être un gaz extraordinairement subtil. En s'appuyant sur la théorie cinétique des gaz, et en admettant que toute matière est formée d'un

(1) Cet article complète les articles suivants parus dans les *Astronomische Nachrichten : Ueber die Ursache der Gravitation*, *A. N.*, t. CXLIV, p. 121 ; 1897 ; — *Ueber das Newtonische-Gesetz*, *A. N.*, t. CXLVIII, p. 169 ; 1899 ; — *Einfluss des Widerstehenden Mittels auf die Planetenbahnen*, *A. N.*, t. CXLVIII, p. 297 ; 1899.

très grand nombre de particules de dimensions infimes par rapport à la distance qui les sépare, M. Wellmann explique la gravitation par le choc des molécules de l'éther contre les molécules des corps. Si une molécule étrangère était isolée au milieu de l'éther, les chocs qu'elle subirait, se produisant symétriquement, n'auraient aucune action sur elle; mais, si deux molécules sont en présence, la symétrie est rompue suivant la ligne qui les joint, et l'action des chocs des molécules de l'éther tend à pousser l'une vers l'autre les deux molécules étrangères. En admettant que la densité de l'éther soit constante à l'intérieur d'une certaine sphère d'attraction, celle qui contient le système solaire, par exemple, M. Wellmann retrouve avec sa théorie que la force qui pousse deux corps du système l'un vers l'autre s'exprime par la loi de Newton.

Il est clair que cette force dépend de la vitesse relative des molécules de l'éther et du corps. Elle ne sera donc pas la même suivant que les corps seront en repos ou en mouvement. Si les corps sont au repos, elle a pour valeur $K = \frac{\delta_0 V^2}{r^2}$, où δ_0 est la « densité relative » de l'éther (masse d'éther traversant à angle droit l'unité de surface dans l'unité de temps) et V la vitesse des molécules de l'éther (de l'ordre de la vitesse de la lumière). Cette valeur de K donne une expression de la constante de la gravitation de Gauss : $k = \delta_0 V^2$, qui permet à M. Wellmann de calculer la densité D de l'éther par rapport à l'hydrogène; il trouve, en supposant que V soit égale à la vitesse de la lumière, log D = 3,9-20.

Si les deux corps sont en mouvement, et si la composante radiale de leur vitesse relative est $\frac{dr}{dt}$, la force K n'obéit plus rigoureusement à la loi de Newton. Elle devient :

$$K = \frac{\delta_0 V^2}{r^2}\left(1 - \frac{1}{V}\frac{dr}{dt}\right)^3;$$

le facteur $F = \left(1 - \frac{1}{V}\frac{dr}{dt}\right)^3$, très voisin de l'unité, est appelé par l'auteur facteur de gravitation. Il existe une relation remarquable entre ce facteur de gravitation et la constante de Gauss. Pour une planète qui serait située à une distance $r = k$ du soleil, le facteur de gravitation est égal au complément à l'unité de la constante de Gauss :

$$k = 0{,}01720210, \qquad 1 - F = 0{,}01719245.$$

M. Wellmann voit dans cette concordance une confirmation de sa théorie et de l'exactitude de ses hypothèses. En étudiant l'influence de l'éther sur la vitesse tangentielle du corps, il montre de plus, peut-être un peu trop rapidement, que sa formule est vraie, indépendamment de la condition restrictive $k = r$. On aurait donc une relation :

$$V = \frac{1}{1 - \sqrt[3]{1 - k}},$$

qui permettrait de calculer la vitesse de la lumière à l'aide de k.

La vitesse tangentielle d'un corps sur son orbite détruit encore la symétrie dans l'action des molécules d'éther, et introduit une force qui s'oppose au mouvement. M. Wellmann calcule qu'elle introduit dans la parallaxe solaire une variation de 0″,0000035 en 1000 ans, et, dans l'excentricité e d'une planète, une variation annuelle de $-0,0000006e$. Les orbites tendent à devenir circulaires.

J. Baillaud.

J. HARTMANN. — Spectrographic measures of the velocities of gaseous nebulæ (Mesures spectrographiques des vitesses des nébuleuses gazeuses). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 287-295.

H. VOGEL. — Radial velocity of the Orion nebula (Vitesse radiale de la nébuleuse d'Orion). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 302-309.

Ces deux séries d'observation, tout en donnant les vitesses radiales, par rapport au soleil, de la grande nébuleuse d'Orion et de quelques autres nébuleuses, montrent que les diverses régions d'une même nébuleuse possèdent des mouvements relatifs les unes par rapport aux autres.

J. Baillaud.

E. HUTCHINS. — New heads to cyanogen bands (Nouvelles têtes dans les bandes du cyanogène). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 310-312.

En photographiant le spectre de l'arc éclatant entre deux électrodes de cuivre, l'auteur a observé dans la bande du cyanogène λ 3883 une sixième tête de longueur d'onde λ 3914,47. De même, dans la bande λ 4216, il a aperçu une nouvelle tête λ 4278,50. Avec des électrodes de nickel, le spectre de l'arc ne montre pas les bandes

du cyanogène, mais on les retrouve dans le spectre de l'étincelle. Avec des électrodes de cobalt, la nouvelle tête λ 3914 apparaît seule dans le spectre de l'étincelle, et la tête λ 3883 seule dans le spectre de l'arc.

Sans vouloir donner une explication ferme de ces phénomènes, l'auteur suppose qu'ils sont la manifestation d'un changement apporté au spectre de l'un des corps par la présence de l'autre.

J. BAILLAUD.

W.-J. HUMPHREYS. — Spectroscopic results obtained during the solar eclipse of May 18, 1901 (Résultats spectroscopiques obtenus pendant l'éclipse solaire du 18 mai 1901). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 313-332.

Les spectrogrammes décrits dans cette note sont les spectres normaux obtenus avec un grand réseau pendant la totalité de l'éclipse, et photographiés sur des pellicules de $0^m,90$ de long, épousant la forme de la courbe focale. La discussion des résultats obtenus conduit l'auteur aux conclusions suivantes :

Les divers éléments sont distribués à peu près tous de la même façon à travers l'atmosphère solaire, sans qu'il y ait de surfaces de séparation entre des couches distinctes; mais l'intensité de la lumière, et probablement la densité de chaque substance, croît rapidement avec la profondeur.

Les bandes continues, dans le spectre, ne sont pas produites seulement par les proéminences et par les parties les plus profondes de l'atmosphère solaire, mais on les observe sans changement brusque dans toutes les parties de l'atmosphère solaire.

Deux raies dans l'ultra-violet se distinguent tout à fait des autres par leur apparence. Longues, larges et nébuleuses, elles ressemblent à de vraies lignes coronales.

En général, les raies de Fraunhofer les plus marquées sont les seules qui apparaissent brillantes dans le spectre d'éclat (*flash spectrum*) et leurs intensités dans les deux cas sont grossièrement comparables.

A part celles de l'hydrogène et de l'hélium, la grande majorité des raies sont dues aux éléments des séries de Mendeléeff qui se terminent avec les groupes du fer, du nickel et du cobalt.

J. BAILLAUD.

C. RUNGE et F. PASCHEN. — On the separation of corresponding series lines in the magnetic field (Sur la séparation des raies des séries correspondantes, dans le champ magnétique). — *Astroph. Journ.*, t. XV, p. 333-339.

D'après Preston, les raies se correspondant suivant la loi des séries dans les spectres des différents corps, sont dédoublées de la même manière par le champ magnétique ; si bien que, en nombres de vibrations, les intervalles qui séparent les composantes des raies correspondantes sont les mêmes pour les mêmes valeurs du champ.

Pour vérifier l'exactitude de cette loi, MM. Runge et Paschen ont choisi les raies des deuxièmes séries secondaires dans les spectres du mercure, du magnésium, du zinc, du cadmium et du strontium. Ils évitaient la détermination de l'intensité du champ en produisant simultanément les spectres de deux de ces métaux, par le passage de l'étincelle d'un métal à l'autre, ou par l'emploi d'électrodes amalgamées. Les électrodes découpées dans des lames de métal étaient fixées, par l'intermédiaire d'une plaque de mica, sur les pièces polaires d'un électro-aimant, qui pouvaient ainsi être très rapprochées. Les étincelles avaient donc la direction des lignes de force du champ, dont l'intensité variait de 23000 à 28000 C. G. S.

Les mesures de MM. Runge et Paschen sont d'accord avec la loi de Preston.

Donc, si, d'après les vues de Lorentz, le dédoublement des raies était produit par l'action du champ magnétique sur des particules ou des chaînes de particules vibrant autour de leurs positions d'équilibre, il résulterait de l'égalité des intervalles que le rapport de la charge à la masse de la particule aurait la même valeur dans les spectres des différents éléments. MM. Runge et Paschen sont tentés de croire que ces particules sont les mêmes dans les différents corps, et qu'elles représentent une matière intermoléculaire, en opposition aux éléments chimiques.

Les trois types des deuxièmes séries secondaires ont deux grandes parentés dans leur façon de se dédoubler. Le premier type (Hg λ 5461) se dédouble en neuf composantes équidistantes en nombres de vibrations, que j'appellerai ± 4, ± 3, ± 2, ± 1, 0. Le deuxième type Hg λ 4359) s'en déduit en supprimant les composantes 0 et ± 2; dans le troisième type (Hg λ 4047), il ne reste que les trois raies 0 et ± 4. On peut donc caractériser les trois types par une seule constante,

fonction du champ magnétique : la distance de deux composantes voisines, ou huit fois cet intervalle, distance des deux composantes extrêmes.

J. BAILLAUD.

W.-H. KEESOM. — Bijdragen tot de Kennis van het ψ vlak van Van der Waals. II (Contributions à la connaissance de la surface ψ de M. Van der Waals, II). — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 782-793 ; 1902.

L'auteur applique au cas des mélanges la relation donnant le rapport entre les compositions des phases coexistantes, en présence de petites quantités d'une impureté, au moyen de la loi des états correspondants. Cette relation est vérifiée sur les observations de Hartman, relativement à la composition des phases coexistantes dans les mélanges de chlorure de méthyle et d'acide carbonique. L'auteur déduit ensuite des formules pour la différence de la pression de saturation du mélange et de la substance pure respectivement, ainsi que pour l'accroissement de pression par condensation du mélange. Ces formules donnent le moyen de déterminer la quantité de l'impureté par l'accroissement de pression observé, la tension de la vapeur saturée de la substance pure étant ensuite trouvée par les pressions de condensation initiale et finale de la substance impure. La dernière formule est, enfin, vérifiée sur les observations de Kuenen, relativement à l'éthane pur, l'accord trouvé étant satisfaisant.

A. GRADENWITZ.

F.-F. van LAAR. — De asymmetrie der electro-capillaircurve (Asymétrie de la courbe électro-capillaire). — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 753-769; 1902.

1° L'étude théorique exacte de l'électromètre capillaire montre que la tension superficielle, en fonction de la charge de la couche double, n'est point représentée par l'équation $\gamma = \varphi_0 - k\omega^2$, mais par la relation plus compliquée $\gamma = \varphi_0 - A\beta - (k - \beta)\omega^2$;

2° Les coefficients A et β, dans le cas où la solution est chargée négativement, ne sont point égaux aux valeurs correspondant à une charge positive égale ; dans le premier cas, $k + \beta$ est plus du double de cette valeur, A étant négatif dans le premier cas, positif dans le second ;

3° La courbe électro-capillaire se compose de deux branches paraboliques entièrement différentes l'une de l'autre, se raccordant pour $\Delta = 0$; la branche ascendante est bien plus rapide que la branche descendante;

4° La branche ascendante montre un point maximum, lequel ne correspond pas nécessairement à $\Delta = 0$; dans le cas étudié, la différence atteint 40 millivolts ;

5° En se basant sur ces faits, on explique parfaitement toutes les particularités de cette courbe, que, jusqu'ici, on n'interprétait pas d'une manière satisfaisante ;

6° En raison de (4), l'électromètre capillaire de Lippmann ne se prêterait point à des mesures exactes de la différence de potentiel entre un métal et un électrolyte.

A. GRADENWITZ.

H. KAMERLINGH ONNES et H.-H.-F. HYNDMAN. — Isothermen van tweeatomige gaszen en hun binaire mengsels (Isothermes des gaz biatomiques et de leurs mélanges binaires). — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 809-829 ; 1902.

Dans le deuxième de ces mémoires, on discute la détermination des densités par la méthode du flacon, dans le cas d'un volume variable et de températures basses ; on donne des détails très complets relativement aux observations et aux calculs des résultats.

Dans le second travail, les auteurs donnent les isothermes de l'oxygène pour les températures de 20°, 15°,6 et 0°, en vue d'obtenir des données sûres pour les pressions inférieures à 100 atmosphères, les expériences d'Amagat ne correspondant qu'aux pressions très élevées. Au moyen des résultats de ces déterminations, on peut corriger les coefficients de l'oxygène dans les séries développées par les auteurs dans un article précédent ; les corrections rendant compte des différences de température peuvent être faites avec des valeurs tirées des travaux des auteurs eux-mêmes.

Dans le troisième article, la compressibilité de l'hydrogène aux températures de 0° et 20° est étudiée par la méthode du flacon pour un volume variable et des températures basses, en vue de vérifier cette méthode sur les résultats de Schalkwijk ; cette comparaison satisfaisante garantit la sûreté des déterminations faites pour l'oxygène.

A. GRADENWITZ.

H. EULER. — Vitesse des réactions chimiques
(*Oefvers. Kongl. Vet.-Akad. Stockholm*, t. LIX, n° 2, p. 57-65; 1902).

Ce mémoire est une réponse à la critique que M. Wegscheider vient de faire des recherches de l'auteur sur la théorie des réactions catalytiques. Il y est démontré que la conclusion de ce dernier, d'après laquelle l'analogie supposée par l'auteur entre la saponification des éthers et l'hydrolyse des sels n'aurait pas lieu, est basée sur une interprétation inexacte des principes de cette théorie. L'auteur prouve également que son hypothèse que la catalyse consiste en une augmentation des molécules et des ions, par la présence desquels la réaction (non accélérée) a lieu, est identique avec une proposition énoncée par M. Wegscheider, il y a peu de semaines seulement. Il fait remarquer enfin que l'interprétation de la catalyse au moyen de réactions intermédiaires, invoquée contre ses vues, peut très bien s'accorder avec sa théorie, les deux interprétations ne différant que par leur degré de simplicité et de généralité.

A. Gradenwitz.

K.-R. JOHNSON. — Capacité d'un condensateur par unité de longueur
(*Oefvers. Kongl. Vet.-Akad. Stockholm*, t. LIX, n° 2, p. 53-57; 1902).

Dans un précédent travail, l'auteur avait regardé comme constante la capacité par unité de longueur d'un fil conducteur; mais, comme ceci n'est qu'approximativement exact, il entreprend, dans le présent mémoire, une étude plus approfondie du problème, qu'il limite à déterminer une surface de révolution caractérisée par la propriété de rendre constante la capacité par unité de longueur. L'auteur démontre ainsi que ceci est rigoureusement vrai d'un ellipsoïde de révolution, la valeur constante de la capacité ne dépendant que de l'excentricité de l'ellipse génératrice. Dans le cas d'un fil dont l'épaisseur décroît vers les extrémités, cette proposition s'appliquera donc d'une manière rigoureuse, tandis que, pour un fil ordinaire à diamètre constant, la surface étant, vers les extrémités, plus large que la surface théorique, la capacité ira en augmentant.

A. Gradenwitz.

C. BENEDICKS. — Résistivité électrique de l'acier et du fer pur (*Oefvers. Kongl. Vet.-Akad. Stockholm*, t. LIX, n° 2, p. 67-75; 1902).

D'une série étendue de mesures de résistance sur huit échantillons d'acier de Gysinge contenant des teneurs différentes en carbone et autres impuretés, l'auteur déduit les résultats suivants :

1° Des portions équivalentes de diverses substances en solution dans le fer en augmentent la résistivité de quantités égales, un atome de C, Si, Mn et P dissous dans 100 atomes de solution produisant un accroissement de 5,9 microhms par centimètre cube, d'accord avec les déterminations de M. Le Châtelier;

2° Un carbure défini ne paraît point avoir d'influence sensible sur la résistivité du fer ;

3° L'acier non trempé à 0,45-1,70 0/0 de carbone renferme 0,27 0/0 de carbone en dissolution. Ces aciers se composent donc non pas d'un carbure et de fer pur, comme on l'a jusqu'ici supposé, mais d'un carbure et d'une solution à 0,27 0/0 de carbone dans du fer, cette solution étant probablement identique au « sorbite » d'Ostwald ;

4° La résistivité du fer est représentée avec une grande précision par la formule

$$\sigma = 7,6 + 26,8\Sigma C,$$

ΣC étant la somme des quantités en poids du « carbone de trempe » et de la valeur, réduite en carbone, des autres substances dissoutes.

A. GRADENWITZ.

B. MEILINK. — Comparaison des thermomètres à platine et à hydrogène (*Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 495-501 ; 1902).

L'auteur étudie le problème d'une expression exacte de la résistance, en fonction de la température, pour un métal-type, en comparant le thermomètre à platine au thermomètre à hydrogène. On donne la description des dispositifs employés et les précautions nécessaires pour amener et conserver les deux thermomètres aux mêmes conditions de température. La chaleur résultant de l'effet de Joule et l'influence de la radiation et de la conduction de chaleur sont diminuées en amenant le fil au contact immédiat du gaz liquéfié.

Ce travail faisant partie de recherches très étendues, on ne donne pas de résultats définitifs.

A. GRADENWITZ.

H.-A. LORENTZ. — **De intensiteit der straling in verband met de beweging der aarde (Relation entre l'intensité de la radiation et le mouvement de la terre).** — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 804-809 ; 1902.

Fizeau a émis l'opinion que, pourvu que l'éther ne prenne point part au mouvement de la terre, il doit y avoir une petite différence dans l'intensité de la radiation émanant d'une source de lumière ou de chaleur L placée à la surface de la terre, suivant que sa direction coïncide ou est en opposition avec celle de la vitesse v de la terre, une vibration issue de L parcourant le chemin $\frac{lc}{(c-v)}$ ou $\frac{lc}{(c+v)}$ respectivement dans ces deux cas, si c est la vitesse de la lumière. Or, l'auteur démontre, par un calcul approché, que les théories courantes des phénomènes électriques et optiques dans les corps en mouvement peuvent très bien rendre compte des résultats négatifs trouvés par tous les expérimentateurs qui ont voulu vérifier le raisonnement de Fizeau. En effet, dans l'expression de l'énergie de radiation qu'il établit, la vitesse de la terre n'intervient point.

A. GRADENWITZ.

BAKHUIS ROOZEBOOM. — **Over het smelten van binaire vaste mengsels door afkoeling (Sur la fusion des mélanges solides binaires par refroidissement).** — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 727-731 ; 1902.

Les phénomènes correspondant au passage des mélanges d'un état physique à un autre sont bien plus compliqués que ceux observés dans le cas d'une substance simple, tant il est vrai que, quelquefois, l'ordre même de ces états se trouve changé.

L'auteur étudie d'une façon très détaillée les phénomènes présentés par les mélanges d'azoxyanisol et d'hydroquinone ; la solidification rétrograde qu'on observe dans le cas de ces systèmes n'est point, selon l'auteur, un fait exceptionnel, pourvu qu'on regarde l'état liquide cristallisé comme analogue à l'état solide.

A. GRADENWITZ.

H.-A. LORENTZ. — De draaing van het polarisatievlak in lichamen die zich bewegen (Rotation du plan de polarisation dans les corps en mouvement). — *Konink. Akad. wetensch. Amsterdam*, t. X, p. 793-804 ; 1902.

Dans son ouvrage *Versuch. einer Theorie*, etc., l'auteur donne pour la rotation du plan de polarisation par unité de longueur la formule :

$$\omega = 2\pi n'^2 \frac{j}{\sigma^2}$$

pour le cas d'un milieu en repos, et

$$\omega = \frac{2\pi}{\sigma^2} n'^2 \left(1 + \frac{w_x}{c^2}\right) j + \frac{2\pi}{\sigma^2} n'^2 w_x k,$$

pour le cas d'un mouvement de translation suivant l'axe des x, dans la direction de propagation de la lumière. Dans ces formules, n' est la fréquence pour un observateur prenant part à cette translation, w la vitesse moyenne de la lumière polarisée circulairement dans le milieu stationnaire, c la vitesse de la lumière dans l'éther.

Or M. F. Larmor (*Ether and Matter*, Cambridge, 1900) ayant mis en doute les déductions de l'auteur, celui-ci soumet sa théorie à une revision dont il résulte que les raisonnements de Larmor, d'après lesquels l'influence d'un mouvement de translation sur les phénomènes en question serait nulle, sont erronés, le désaccord dérivant d'une erreur de calcul. Pour $k = 0$, les équations de ces deux physiciens deviennent identiques.

A. GRADENWITZ.

THE PHYSICAL REVIEW ;

T. XIV, n°s 3, 4, 5 ; — t. XV, n°s 1, 2, 3 ; 1902.

J.-W. MILLER. — The elastic properties of helical springs (Propriétés élastiques des ressorts hélicoïdaux). — P. 129-148.

La théorie mathématique établie dans ce travail est soumise à des vérifications expérimentales ; on en déduit des méthodes précises d'évaluation du module de Young et du rapport de Poisson pour les corps qui peuvent être mis sous forme de ressorts hélicoïdaux.

W. DUANE. — On the boundary conditions of the electrical field (Conditions aux limites du champ électrique). — P. 149-157.

Quand on cherche à déduire les expressions courantes des potentiels électrique et magnétique, et les lois générales, des formules fondamentales posées par Heaviside, puis par Hertz, on se heurte à la nécessité d'hypothèses spéciales sur le caractère du champ électro-magnétique à la limite, ou à l'infini : c'est l'objet des développements mathématiques contenus dans cet article.

S. SANO. — Note on Kirchhoff's theory of magnetostriction (Théorie de la magnétostriction, d'après Kirchhoff). — P. 158-170.

Extension de la théorie de Kirchhoff au cas où la susceptibilité K et les deux coefficients d'extension (*strain*) K′ et K″ sont des fonctions de l'intensité de la force magnétisante.

L. BEVIER. — The vowel A. The vowel E. The vowel I (Les voyelles A, E, I). T. XIV, p. 171-180 et 214-220 ; — t. XV, p. 44-50.

L'appareil employé est un téléphone dont la lame vibrante commande les déplacements angulaires d'un petit miroir. De nombreux graphiques indiquent les caractéristiques des voyelles étudiées.

C.-C. TROWBRIDGE. — Magnetization of steel at liquid air temperatures (Aimantation de l'acier à la température de l'air liquide). — P. 181-191.

Les aiguilles d'acier à aimanter sont placées dans l'air liquide entouré d'une spirale magnétisante. Pour mesurer leur moment magnétique, on les place soit à l'air libre, soit dans l'air liquide, au voisinage d'un magnétomètre.

Conclusions : 1° l'acier au carbone et l'acier au tungstène acquièrent le même moment, qu'on les aimante à la température ordinaire ou à — 185° ; 2° si l'on porte de — 185° à + 20° une aiguille aimantée, la perte de magnétisme est beaucoup plus grande quand elle a été aimantée à froid que lorsqu'elle a été aimantée à + 20°, puis refroidie.

W.-F. MAGIE. — The specific heat of solutions. A form of the Pfaundler calorimeter (Chaleur spécifique des solutions. Modification du calorimètre de Pfaundler). — P. 193-203.

La solution à étudier et le liquide auquel on la compare (généralement le dissolvant) sont renfermés dans deux vases semblables, et échauffés en même temps par le même courant traversant deux bobines d'égales résistances. En s'entourant des précautions décrites dans l'article, on peut obtenir, avec une grande approximation, la chaleur moléculaire apparente du corps dissous, c'est-à-dire la chaleur requise pour échauffer de 1° une molécule-gramme du corps, dans la dissolution. Une application de la méthode est donnée pour le sucre de lait.

E.-L. NICHOLS. — On some optical properties of asphalt (Quelques propriétés optiques de l'asphalte). — P. 204-213.

Une lame mince d'asphalte, de $0^{cm},003$ d'épaisseur, obtenue en répandant du vernis sur une lame de verre, absorbe toutes les radiations pour lesquelles $\lambda < 0,5\ \mu$; elle laisse passer à peine le jaune, et est transparente pour le rouge et l'infra-rouge. L'existence de cette absorption correspond avec la dispersion anomale, observée sur des prismes transparents d'angle très aigu, et qui se manifeste entre le jaune et le vert. Les résultats sont comparés avec ceux que présentent les lames minces de carbone. L'auteur conclut que l'asphalte contient vraisemblablement de minimes parcelles de carbone suspendues dans un milieu résineux.

C.-D. CHILD. — The velocity of ions from hat platinum wires (Vitesse des ions émanés du platine chauffé). — P. 221-246 et 265-279.

On étudie la décharge entre un fil de platine chauffé et un cylindre concentrique, portés à des potentiels différents. La décharge commence par croître avec le temps, pour décroître ensuite lentement. La décharge positive commence un peu au-dessous du rouge, croît rapidement avec la température, pour devenir ensuite à peu près constante, puis diminuer quand la température croît encore. C'est alors que la décharge négative commence ; elle n'est jamais

aussi forte que la positive; toutes deux croissent rapidement avec la différence de potentiel entre le fil et le cylindre.

Quatre méthodes ont été employées pour comparer les vitesses des ions + et —. L'une d'elles compare les vitesses moyennes et montre que celle des ions positifs est supérieure à l'autre. Deux autres comparent les vitesses maxima, et décident encore en faveur des ions positifs.

Une dernière compare les vitesses minima: à basse température, les ions + ont une vitesse minima beaucoup plus grande que celle des ions —. Mais, aux températures élevées, apparaît une autre classe d'ions à progression lente, et les résultats en sont mal définis.

Dans l'oxygène, l'oxyde de carbone et le gaz carbonique, les résultats sont pratiquement les mêmes que dans l'air; ils semblent indiquer que les particules enlevées au platine sont du métal et non un oxyde.

Dans l'hydrogène, la décharge est beaucoup plus rapide que dans l'air; la décharge positive commence toujours à des températures plus basses que la négative, mais la négative dépasse bientôt la positive pour lui devenir égale au voisinage du point de fusion du platine.

Dans le vide, la décharge est beaucoup plus rapide que dans l'air à la pression atmosphérique, et elle n'est que faiblement affectée par la différence de potentiel entre le fil et le cylindre; ce résultat est tout différent de celui qui se rapporte à l'air.

G.-K. BURGESS. — A new form of Cavendish balance (Modification de la balance de Cavendish). — P. 247-256; — The value of the gravitation constant (Valeur de la constante de la gravitation). — P. 257-264.

Ces deux articles forment le résumé de la thèse *Recherches sur la constante de la gravitation*, soutenue à Paris, en 1901, par l'auteur.

R.-W. WOOD. — Surface Colours (Couleurs superficielles). — P. 315-318.

Le pouvoir réflecteur, en incidence normale, pour les milieux d'indice n et de pouvoir absorbant K, est:

$$R = \frac{(n-1)^2 + K^2n^2}{(n+1)^2 + K^2n^2}.$$

Application est faite à la cyanine. Les résultats du calcul sont confirmés par l'observation de la lumière blanche, plusieurs fois réfléchie entre la lame considérée et un miroir.

A.-P. WILLS. — On magnetostriction in bismuth (Dilatation magnétique du bismuth). — P. 1-6.

Contrairement aux résultats indiqués par Bidwell, l'auteur n'a pu déceler aucune trace de variation de longueur pour des cylindres de bismuth électrolytique, placés dans un champ allant jusqu'à 3200 unités.

J.-E. YVES. — Contributions to the study of the induction coil (Contribution à l'étude de la bobine d'induction). — T. XIV, p. 280-314, et t. XV, p. 7-19.

Ce long travail, à la fois théorique et expérimental, est impossible à résumer. La partie essentielle paraît être la détermination d'une capacité optimum; quand elle est réalisée, la théorie de la bobine d'induction se présente sans sa détermination.

F.-R. WATSON. — Viscosity of liquids determined by measurement of capillary waves (Mesure de la viscosité des liquides au moyen des ondulations superficielles). — P. 20-38.

L'auteur établit d'abord la relation entre la viscosité, la densité, la distance au centre d'ébranlement, la longueur d'onde et la période de vibration; pour en déduire le coefficient de viscosité, il emploie à peu près le dispositif expérimental indiqué par lord Rayleigh : ondulations produites par un cylindre plongeur relié à un diapason, observées en lumière normale par la méthode stroboscopique. La partie originale est la mesure de l'amortissement, qui se fait en déterminant le rayon de courbure des ondes, à l'aide d'un viseur observant successivement les ondes en creux et les ondes en relief. Le résultat général obtenu est que la viscosité des couches superficielles d'un liquide a pratiquement la même valeur que celle des couches profondes, telle qu'on la détermine par d'autres méthodes.

A.-H. TAYLOR. — Wireless telegraphy with a relay-telephon receiver (Récepteur relais-téléphone pour télégraphie sans fil). — P. 39-43.

Comme récepteur, on emploie un relais à contacts nickelés, un téléphone sensible et une pile sèche, le primaire du relais étant en série avec son secondaire et le téléphone.

H.-T. BARNES et H.-L. COOKE. — On the specific heat of supercooled water (Chaleur spécifique de l'eau au-dessous de 0°). — P. 65-72.

Dans un calorimètre, on introduit en même temps deux fioles, l'une contenant de l'eau refroidie au-dessous de zéro et l'autre remplie d'eau chauffée, en telles proportions qu'après équilibre la température finale diffère peu de la température initiale. On a ainsi les éléments pour calculer les variations de la chaleur spécifique. On trouve pour cette quantité, en prenant pour unité la chaleur spécifique à 16° :

Température.......	— 5°	0	5	10	15	20
Chaleur spécifique..	1.0158	1,0094	1,00530	1,00230	1,00030	0,99895

E. HALL. — The penetration of totally-reflected light into the rarer medium (Pénétration de la lumière réfléchie totalement dans le milieu le moins réfringent). — P. 73-106.

Cet article apporte une contribution importante à l'étude de la réflexion totale, en déterminant l'épaisseur de la couche du milieu le moins réfringent intéressée par ce phénomène.

Une première méthode expérimentale consiste à former une couche mince d'air ou d'un liquide entre les faces hypoténuses, légèrement bombées, de deux prismes à réflexion totale; on mesure son épaisseur en chaque point par les anneaux formés, et on détermine l'incidence limite pour chaque épaisseur. Cette incidence varie depuis l'angle limite, pour une épaisseur assez grande, jusqu'à 90°, pour une épaisseur nulle. Les déterminations sont faites d'abord en lumière blanche, ensuite en utilisant chacune des couleurs du spectre. Un nicol permet de polariser le faisceau incident dans le plan d'incidence, ou perpendiculairement à ce plan. L'angle limite pour chaque épaisseur n'est pas le même dans les deux cas.

Une seconde méthode consiste à recouvrir la face hypoténuse du prisme d'une couche de gélatine bichromatée, à grains très fins, ou d'une couche très mince de collodion, recouverte elle-même d'émulsion sensible. Le système, exposé à la lumière sous une incidence supérieure à l'angle limite, donne une impression et, en reportant la pellicule mince sur paraffine et l'examinant au microscope, on peut se convaincre que seules les régions voisines de la surface du prisme ont été impressionnées.

Enfin, une dernière partie du mémoire contient l'application de la théorie électromagnétique à ce cas particulier. La concordance avec l'expérience est satisfaisante.

E.-G. COKER. — On the effect of low temperatures on the recovery of overstrained iron and steel (Effet de basses températures sur la récupération de l'état initial du fer et de l'acier étirés au delà de la limite d'élasticité). — P. 107-118.

Tandis que des barres d'acier et de fer étirées recouvrent leur module élastique, progressivement à la température ordinaire et très rapidement à 100°, le froid retarde et souvent arrête absolument ce retour à l'état initial.

W.-S. FRANKLIN. — Lecture room demonstrations of astigmatism and distortion (Démonstration expérimentale de l'astigmatisme et de la distorsion produites par les lentilles). — P. 119-120.

R.-W. WOOD. — The invisibility of transparent objects (Invisibilité d'objets transparents). — P. 123-124.

En dissolvant une proportion convenable d'hydrate de chloral dans la glycérine, on obtient un liquide de même indice et de même dispersion que le verre, qui y est complètement invisible.

C.-T. KNIPPS. — A method for maintaining intermediate temperature (Moyen d'obtenir des températures fixes). — P. 125-126.

Le dispositif est fondé sur l'emploi de l'air liquide.

J.-H. VINCENT. — The density and coefficient of cubical expansion of ice (Densité et dilatation cubique de la glace). — P. 129-153.

La méthode consiste à évaluer la poussée d'un morceau de glace immergé dans le mercure, par un dispositif qui rappelle la balance de Joly. On trouve 0,9160 pour la densité de la glace à zéro et 0,000152 pour son coefficient de dilatation cubique.

W.-S. DAY. — An experiment relative to the application of Lagrange's equations of motion to electric currents (Expérience relative à l'application des équations de Lagrange au mouvement des courants électriques). — P. 154-162.

Il s'agit de savoir si, lorsqu'un fil pouvant être parcouru par un courant tourne autour de son axe, l'ouverture ou la fermeture du courant ont une action sur son mouvement; ou si, réciproquement, la rotation du fil crée une force électromotrice entre ses extrémités. Les expériences effectuées n'ont pu révéler aucun effet de cette nature.

R.-F. EARHART. — Sparking distances between plates for small distances (Mesure des potentiels explosifs correspondant aux faibles distances). — P. 163-171.

L'étincelle jaillit entre un plan et une sphère, dont la distance est mesurée en longueurs d'onde avec un interféromètre. Le courant employé est alternatif.

Les distances explosives sont sensiblement proportionnelles aux potentiels, sauf pour les distances inférieures à trois longueurs d'onde du sodium, où la loi de variation change.

S.-J. BARNETT. — The generalization of Gauss's theorem (Généralisation du théorème de Gauss). — P. 172-174; — On the Cavendish experiment and the law of inverse squares in electrostatics (L'expérience de Cavendish et la loi de l'inverse du carré des distances en électrostatique). — P. 175-177.

L'auteur appelle l'attention sur un point obscur dans l'application à l'électrostatique de l'expérience de Cavendish-Maxwell.

H.-A. RANDS. — An acetylene generator (Générateur d'acétylène). — P. 178-180.

C'est un générateur pour laboratoires, pouvant produire 2 litres de gaz environ.

F. ALLEN et W. AMBLER. — Test of the liquid air plant at Cornell University (Épreuves de l'appareil à air liquide fonctionnant à Cornell University). — P. 181-187.

J.-S. SHEARER. — The heat of vaporisation of air (Chaleur de vaporisation de l'air). — P. 188-191.

L'air liquide, placé dans un tube à double paroi, reçoit la chaleur d'un courant électrique traversant une spirale de maillechort immergée. Un compteur donne le volume de gaz produit, dont l'analyse est faite en même temps à l'acide pyrogallique. On trouve ainsi $44^{cal},02$ par gramme. D'autres nombres sont fournis par des mélanges plus riches en oxygène.

L. Houllevigue.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. IX, n° 10 ; 1902.

L. AUSTIN und H. STARKE. — Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung secundärer Emission (Réflexion des rayons cathodiques et phénomène nouveau d'émission secondaire qui l'accompagne). — P. 271-293.

Les rayons cathodiques tombent sur un réflecteur qui communique avec le sol. Un galvanomètre inséré sur le fil de communication décèle un courant d'électricité négative. L'intensité de ce courant diminue quand on fait croître l'angle d'incidence à partir de 0; elle devient nulle vers l'incidence de 70°, puis change de signe. Elle peut croître jusqu'à dépasser en valeur absolue l'intensité qui correspond à l'incidence normale.

Ce courant n'est pas dû à des rayons-canal; il ne résulte pas de la différence de potentiel au contact du gaz et du métal. Il ne peut être non plus le fait du gaz rendu conducteur par les rayons cathodiques. Il résulte d'une émission secondaire d'électricité négative provoquée par les rayons cathodiques.

On ne saurait, d'ailleurs, vérifier d'une manière directe l'existence de cette émission, car il est impossible de séparer les rayons aux-

quels elle donne naissance des rayons incidents. Mais l'ensemble des observations est favorable à cette explication.

L'intensité du courant positif diminue en même temps que la vitesse des rayons cathodiques.

En effet, l'incidence des rayons primaires pour laquelle le courant s'annule (ce qui correspond à l'égalité entre le courant négatif et le courant positif) est plus grande lorsque la différence de potentiel de décharge est plus grande.

Le courant positif dépend beaucoup de la nature et de l'état de la surface du métal qui constitue le réflecteur : il est d'autant plus intense, toutes choses égales d'ailleurs, que ce métal est plus dense.

La vitesse des rayons secondaires est du même ordre de grandeur que celle des rayons primaires, ainsi qu'on peut s'en assurer en faisant agir un champ magnétique.

La fluorescence du verre produite par les rayons réfléchis sous l'incidence normale diminue quand l'angle de réflexion augmente. Sous l'incidence de 45°, elle est à peu près uniforme; sous l'incidence de 80°, elle croît avec l'angle de réflexion.

Lorsque l'incidence est normale, le rapport des pouvoirs réflecteurs de deux métaux est indépendant de la différence de potentiel sous laquelle ont été produits les rayons incidents: le pouvoir réflecteur est indépendant de l'état des surfaces.

Il n'en est plus de même sous l'incidence oblique. Il est vraisemblable, d'après ces observations, que le phénomène d'émission secondaire ne se produit pas quand l'incidence est normale.

M. L.

F. von LERCH. — Oberflächenspannung und Doppelschichte an der Grenzfläche zweier Lösungsmittel (Tension superficielle et couches doubles à la surface de séparation de deux dissolvants). — P. 434-442.

Une quantité même très faible d'un électrolyte, dissoute dans de l'eau et de la benzine qui sont en contact, suffit à provoquer une variation de la tension superficielle.

Si l'on construit un électromètre capillaire avec de l'eau (à la place du mercure) et de la benzine (à la place de l'acide), le passage du courant produira une variation de concentration au voisinage du ménisque. Le ménisque se déplacera, si cette variation de concen-

tration est susceptible d'amener une modification de la tension superficielle.

Comme la benzine a une résistance spécifique énorme, cette électrode n'est sensible qu'à de très grandes différences de potentiel (220 volts).

Un phénomène analogue provoquera le déplacement d'un index de benzine dans un tube capillaire.

M. L.

E. LECHER. — Beeinflussung des elektrischen Funkens durch Elektrisirung (Influence de l'électrisation sur l'étincelle électrique). — P. 442-452.

En portant les deux pôles d'un exploseur à un potentiel plus élevé que celui du sol, on favorise la formation des aigrettes et de l'étincelle.

Les aigrettes sont remplacées par des étincelles brillantes. Si, au contraire, on charge négativement les boules de l'exploseur, les aigrettes s'éteignent tout à fait.

Les phénomènes s'observent quand on relie les pôles de l'exploseur aux bornes du secondaire d'une bobine, et l'un de ces pôles à un pôle d'une machine électrique, dont l'autre est en communication avec le sol.

On peut encore remplacer la bobine par un petit transformateur relié à un interrupteur de Wehnelt. Sous l'influence de l'électrisation positive, les aigrettes remplissent tout l'intervalle des électrodes.

Si, à ce moment, on approche une pointe reliée au sol, l'espace devient tout à fait obscur. Si l'électrisation des électrodes est négative, les étincelles s'éteignent, pour réapparaître quand on approche la pointe.

M. L.

M. CANTOR. — Ueber den Einfluss von Becquerelstrahlen und elektrostatischen Feldern auf die Funkenentladung (Influence des rayons Becquerel et des champs électrostatiques sur la décharge par étincelle). — P. 452-458.

Les rayons Becquerel agissent sur un exploseur comme les rayons ultra-violets. D'après Elster et Geitel, cette action est indépendante de la nature des électrodes. L'influence du métal ne se fait sentir

que si une capacité de grandeur convenable est en dérivation sur les pôles de l'exploseur.

Les électrodes de platine sont les plus sensibles à cet effet; celles d'or, d'argent, de cuivre, de laiton, de fer, le sont moins; celles d'aluminium ne le sont pas du tout.

Moins les rayons contiennent de rayons fort absorbables, plus ressort la différence entre les divers métaux.

Sans doute, les rayons absorbables rendent l'air très conducteur et agissent ainsi de la même manière sur la décharge, quelles que soient les électrodes. Lorsque les moins absorbables atteignent l'exploseur, ils n'ont que peu d'action sur l'air : leur différence d'action, d'après la nature du métal des électrodes, répond à leur absorption différente.

La décharge par étincelle est influencée aussi par un champ électrostatique.

Quand on communique une électrisation positive ou négative au système formé par l'exploseur, la batterie, la bobine et les piles, les étincelles éclatent, alors qu'auparavant les boules de l'exploseur étaient assez écartées pour qu'elles cessassent juste de passer. Mais il faut, pour obtenir le même résultat, élever le potentiel beaucoup plus quand la charge est positive (Cf. le mémoire précédent).

M. L.

H. DIESSELHORST. — Ueber ballistische Galvanometer mit beweglicher Spule (Sur des galvanomètres balistiques à cadre mobile). — P. 458-468. *Id.* — Zur ballistischen Methode der Messung von Elektricitätsmengen (Méthode balistique pour la mesure des quantités d'électricité). — N° 11. — P. 712-724.

1° Un bon galvanomètre balistique doit satisfaire aux conditions suivantes : les indications doivent être indépendantes de la durée du courant; l'élongation est assez lente pour permettre de l'apprécier exactement; le retour en arrière est rapide; enfin la sensibilité est aussi grande que possible.

Pour réaliser ces conditions avec un galvanomètre à cadre mobile, il faut que la résistance du cadre soit à peu près égale à la résistance extérieure et que la période d'oscillation en circuit ouvert soit environ 15 secondes.

2° Les formules données par Dorn pour les courants de l'inductomètre sinusoïdal ont une portée plus générale. Elles s'appliquent à

des courants de forme quelconque. Dans le développement en série, suivant les puissances croissantes de la durée τ du courant, qui représente le rapport $\frac{A}{A_0}$ de l'amplitude observée à l'amplitude A_0 relative à un courant instantané, les termes du premier degré s'évanouissent. Cette circonstance explique l'influence relativement très faible de la durée du courant.

M. L.

A. BRAND. — Ueber die elektromotorische Kraft des Ozons (Force électromotrice de l'ozone). — P. 468-475.

Les deux électrodes d'une pile de Grove sont plongées l'une dans l'oxygène ordinaire, l'autre dans l'oxygène ozonisé. La différence de potentiel entre ces deux électrodes dépend de l'état des surfaces de platine : elle est de l'ordre de grandeur de 0,5 volt et augmente quand la température s'abaisse.

M. L.

A. SLABY. — Bemerkung zu einem Aufsatze des Hrn. Braun « Ueber die Erregung stehender elektrischer Drahtwellen durch Condensatoren » (Remarque sur un mémoire de M. Braun intitulé : Production des ondes électriques stationnaires au moyen des condensateurs). — P. 495-496.

Réclamation de priorité de M. Slaby, concernant l'emploi d'un condensateur directement relié au transmetteur d'ondes.

M. L.

JOH. MATHIEU. — Über die Capillarität der Lösungen (Sur la capillarité des solutions). — P. 340-366.

Des recherches déjà anciennes (1) avaient fait penser que, lorsqu'une membrane animale est plongée dans une solution saline, le liquide qui pénètre cette membrane est formé d'une solution diluée par rapport à la première. Mais il est difficile de mesurer directement la concentration du liquide absorbé.

M. Mathieu a employé pour cela un moyen détourné, qui consiste

(1) LUDWIG, *Zeit. für rationnelle Medizin von Henle und Pfeufer*, t. VIII, p. 19; 1849.

à former entre deux bains de mercure une chaîne de liquides de concentrations différentes. Cette chaîne est composée de la solution normale et de la solution diluée, contenue soit dans une membrane, soit dans des plaques poreuses, soit dans un tube capillaire. Elle donne lieu à une force électromotrice de concentration qui a été mesurée par la méthode de compensation.

Des mesures directes de cette force électromotrice, faites pour des solutions de concentrations connues dans un tube en H, ont permis de la représenter par la formule :

$$E = Kln . \frac{c_1}{c_x},$$

K étant un coefficient caractéristique du sel, c_1 et c_x les concentrations. La mesure des forces électromotrices désignées plus haut permet donc de calculer le rapport des concentrations. Ces rapports ont été trouvés égaux à 1 : 0,96 pour des vases d'argile; 1 : 0,10 pour du papier parchemin; 1 : 0,06 pour une vessie de porc; 1 : 0,39 pour un tube capillaire de $0^{mm},01227$ de diamètre avec des solutions de sulfate de cadmium ou de sulfate de mercure.

L'auteur conclut que l'on ne peut employer la méthode d'ascension dans les tubes capillaires pour mesurer les constantes capillaires des solutions. Des expériences directes lui ont montré la variation de cette constante avec le temps et la section du tube.

Enfin ce fait de la dilution de la solution lui permet d'expliquer, dans une certaine mesure, le fonctionnement des membranes semi-perméables, dans le cas des électrolytes. Ces membranes présenteraient des interstices tellement fins que la dilution y serait portée à son maximum et que le liquide dissolvant seul pourrait y pénétrer.

G. R.

G. TAMMANN. — Das Zustandsdiagramm des Phenols (Le diagramme des états du phénol). — P. 249-270.

M. Tammann étudie d'abord les courbes de fusion du phénol. On sait que, dans le système univariant (solide + liquide provenant de la fusion de ce solide), la pression sous laquelle s'établit l'équilibre à une température déterminée est indépendante du rapport des masses des deux phases et qu'inversement la température caractéristique

de l'état d'équilibre sous une pression donnée est aussi indépendante de ce même rapport. Or M. Tammann trouve qu'à température constante la pression d'équilibre croît en même temps que le rapport de la masse du phénol cristallisé à la masse du phénol liquide et qu'à pression constante la température d'équilibre varie en raison inverse de ce même rapport. L'auteur se trouve donc en présence d'un corps qui n'est pas chimiquement pur; comme il est impossible d'obtenir certains composés organiques, tels que le phénol, à un état de pureté parfaite, il est important de pouvoir déduire des déterminations faites sur des corps à peu près purs des renseignements sur l'allure que présenteraient les corps parfaitement purs. C'est ce qu'a essayé de faire M. Tammann. Il prend trois produits qu'il désigne par les lettres A, B, C ; à la pression ordinaire, le produit A possède un point de fusion qui diminue de 39°,93 à 39°,80 lorsque le rapport du phénol cristallisé au phénol liquide varie de 0 à 1/2 ; dans les mêmes conditions, le produit B possède un point de fusion qui diminue de 39°,72 à 39°,45 ; enfin, le produit C a un point de fusion qui, dans les mêmes circonstances, varie de 40°,60 à 40°,50. M. Tammann prend alors l'un de ces produits et détermine à une température déterminée les pressions d'équilibre lorsque le rapport de la masse des cristaux à la masse du liquide a deux valeurs ρ et ρ'; par interpolation proportionnelle, c'est-à-dire en supposant que la différence des pressions d'équilibre est proportionnelle à $\rho' - \rho$, il détermine la pression d'équilibre correspondant au cas où le rapport ρ est égal à 1/2. Ce sont les résultats de cette interpolation que M. Tammann donne dans les tableaux et les courbes qui résument les résultats de ses expériences. De telles courbes de fusion ont été construites pour les produits A et C ; elles sont voisines l'une de l'autre et donnent une indication sur la position et la forme vraisemblables de la courbe de fusion du phénol pur. Sur chacune de ces courbes se présente, entre 2000 et 2250 atmosphères et entre 60° et 65°, un point anguleux ; en ce point se coupent les courbes de fusion de deux variétés 1 et 2 d'un des produits A, B ou C; par ce même point passe la courbe de transformation de la variété 1 en la variété 2; ces points sont donc deux *triples points*, et leur position permet de dire que, si le phénol était chimiquement pur, ce corps présenterait un triple point dans les limites de température et de pression indiquées plus haut.

Les courbes de transformation de la variété 1 en la variété 2 présentent des allures très différentes, suivant que l'on opère au-dessus ou au-dessous de 20°. Au-dessus de 20°, on observe le phénomène suivant: Considérons le système formé par le mélange des deux cristaux 1 et 2 du produit A, par exemple; à une température déterminée t, exerçons sur le mélange une pression très grande P; nous voyons cette pression diminuer pour se fixer à une valeur Π, qui est la pression d'équilibre de transformation du cristal 1 en cristal 2; au contraire, soumettons le mélange des deux cristaux à une pression faible, nous ne tardons pas à voir la pression augmenter pour se fixer encore à la valeur Π. Dans le premier cas, la variété s'est transformée en une variété 2, et, dans le second cas, la réaction inverse s'est produite.

Les phénomènes observés ne sont plus les mêmes à une température inférieure à 20°; à une température déterminée, les deux pressions limites obtenues soit par pressions décroissantes, soit par pressions croissantes, ne sont plus égales entre elles; leur différence peut atteindre jusqu'à 600 kilogrammes à la température de — 20°. Nous nous trouvons en présence de phénomènes de faux équilibres. Dans la dernière partie de son mémoire, M. Tammann cite des exemples de ces faux équilibres dans la transformation de la calcite en aragonite, dans celle du graphite en diamant.

L. Marchis.

A. EINSTEIN. — Kinetische Theorie des Wärmegleichgewichtes und des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik (Théorie cinétique de l'équilibre calorifique et du second principe de la thermodynamique).

L'auteur tente de ramener la théorie de la chaleur et celle du second principe de la thermodynamique aux principes généraux de la mécanique.

L. Marchis.

W. GALLENKAMP. — Eine neue Bestimmung von Capillaritätsconstanten mit Adhäsionsplatten (Une nouvelle détermination des constantes capillaires par la méthode de l'adhérence des liquides et des plaques). — P. 475-494.

La méthode de l'adhérence des liquides aux plaques consiste à déterminer le poids de la quantité de liquide soulevée jusqu'à une

certaine hauteur au-dessus d'une plaque horizontale par une autre plaque également horizontale et écartée de la première.

Le premier qui ait effectué ces mesures avec une exactitude suffisante est Gay-Lussac. Ses recherches consistent à déterminer le poids maximum de liquide porté par une plaque circulaire de rayon déterminé, c'est-à-dire le poids qui, placé sans secousse sur le plateau d'une balance, est juste nécessaire pour séparer du liquide une plaque suspendue à l'autre, hors de cette balance. Si l'on représente par p le poids que nous venons de définir, par μ le poids spécifique du liquide, par r le rayon de la plaque employée, Poisson donne, en supposant nul l'angle de raccordement du liquide avec la surface inférieure de la plaque, la formule :

$$a = \frac{p}{\pi\mu r^2 \sqrt{2}}\left(1 + \frac{\pi\mu a^2 r}{3p}\right).$$

dans laquelle a^2 est la tension superficielle du liquide. Cette formule, appliquée aux expériences de Gay-Lussac, donne les résultats suivants :

Pour l'eau à 8°,5 C. : $a^2 = 15{,}059$;
Pour l'eau à 20° C. : $a^2 = 14{,}5$.

Par une méthode analogue, Buys Ballot donne pour l'eau la valeur $a^2 = 14{,}45$.

Dans ses expériences actuelles, M. Gallenkamp soulève la plaque à laquelle adhère le liquide jusqu'à ce que l'angle fait par la surface du liquide avec la surface inférieure de cette plaque soit égal à 90°. Par un artifice optique, il détermine exactement l'instant où il en est ainsi. Si l'on représente alors par p le poids du liquide soulevé, par μ son poids spécifique, par r le rayon de la plaque adhérente au liquide, une formule de Kirchhoff donne, pour la tension superficielle a^2,

$$o = -\frac{p}{\mu\pi r} - ar + a^2\left\{\frac{2\sqrt{2}+5}{6}\right\}.$$

C'est au moyen de cette formule que l'auteur a obtenu les résultats suivants :

1° *Eau à la température ordinaire* (15 à 20°) :

$$a^2 = 14{,}606.$$

2° *Mélanges d'alcool et d'eau à la température ordinaire :*

Poids spécifique μ	Proportion d'alcool 0/0	a^2	Poids spécifique μ	Proportion d'alcool	a^2
1,000	0 0/0	14,856	0,952	39 0/0	7,308 (?)
0,990	6	12,508	0,941	46	6,673
0,985	10,5	10,244	0,934	50	6,399
0,983	12	9,859	0,915	59	6,363
0,977	18	9,141	0,900	65,5	6,330
0,975	20	8,592	0,840	88	6,057
0,968	27	7,622	0,794	100	5,983
0,958	35	7,150			

3° *Mélanges d'eau et d'acide sulfurique:*

Poids spécifique μ	Proportion d'acide sulfurique 0/0	a^2	Poids spécifique μ	Proportion d'acide sulfurique 0/0	a^2
1,000	0 0/0	14,424	1,139	19,2	12,622
1,040	6	13,177	1,177	24	11,865
1,060	8,8	13,306	1,303	40	11,157
1,089	12,5	13,107	1,843	100	6,426

4° *Lessive de potasse et de soude:*

Potasse....	$\mu = 1,110$	0/0 = 10	$a^2 = 10,091$
Soude.....	$\mu = 1,103$	0/0 = 12	$a^2 = 10,002$

5° *Dissolution de chlorure de calcium :*

$\mu = 1,135$	0/0 = 16	$a^2 = 13,807$
1,166	19	13,130
1,236	26	12,588
1,460	concentrée	8,886

6° *Huile d'olive* (avec une plaque de cuivre comme plaque d'adhérence) :

$\mu = 0,915 \qquad a^2 = 6,866.$

L. Marchis.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

6e série, t. IV ; novembre 1902.

Lord RAYLEIGH. — On the Distillation of Binary Mixtures (Sur la distillation des mélanges de deux liquides). — P. 521-537.

Quelle relation y a-t-il entre les concentrations d'un liquide et de la vapeur émise à un moment donné, quand on distille un mélange de deux liquides ?

Si l'on a affaire à un mélange comme $H^2O + CS^2$, où les pressions de vapeur s'ajoutent simplement, la composition de la vapeur s'élevant du mélange bouillant est fonction de la température (ou de la pression totale) seulement. La composition du liquide distillé reste constante jusqu'à ce qu'un des composants soit totalement enlevé. A ce moment, la composition change brusquement, ainsi que la température d'ébullition.

Mais, pour de vrais mélanges, comme eau + alcool, il n'en est pas ainsi : la composition de la vapeur, le point d'ébullition sous une pression donnée, dépendent de la composition du liquide; et ces trois quantités varient pendant toute la durée de la distillation.

Si l'on fixe la pression totale, à une composition du liquide correspond une composition de la vapeur émise. C'est à l'expérience à déterminer cette relation.

Lord Rayleigh représente cette relation au moyen d'une courbe; il porte en abscisses la concentration du liquide $\xi = \frac{y}{\omega}$ et en ordonnées la concentration de la vapeur émise, soit $\eta = \frac{dy}{d\omega}$.

La courbe part naturellement de l'origine O correspondant à l'un des liquides pour aboutir au point A de coordonnées (100, 100) correspondant à l'autre liquide; suivant que la courbe traversera ou ne traversera pas la diagonale OA, la distillation se fera de deux manières bien distinctes.

Dans le second cas, on arrivera, en effet, toujours à se rapprocher de l'état de pureté d'un des liquides.

Dans le premier, au contraire, pour le point de rencontre, liquide et vapeur ayant même composition, il ne servira à rien de distiller.

Pour ce point où liquide et vapeur ont la même composition, la pression de vapeur, à une température donnée, est d'ailleurs minimum ou maximum, ainsi que l'a montré Konowalow.

La courbe η en fonction de ξ permet de calculer facilement la composition du résidu. On voit en effet facilement que :

$$\frac{\log \omega}{\log \omega_0} = \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{d\xi}{f(\xi) - \xi}.$$

Si l'on peut écrire $f(\xi) = h\xi$, on a :

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^{k-1}.$$

Pour des mélanges d'eau et d'alcool de faible concentration, $k = 12$, on voit alors que, dès que $\omega = \frac{\omega_0}{2}$, ξ est 2^{12} fois plus petit que ξ_0. Le résidu s'approche donc très rapidement de l'eau pure.

Observations. — Le mélange était porté à une vive ébullition, et on s'arrangeait de sorte que la condensation se fît uniquement dans le serpentin (tube Liebig). On recueillait le liquide distillé dans de petites bouteilles de 50 centimètres cubes, dont on déterminait le poids. On connaissait ainsi à chaque instant et la composition du liquide distillé et celle du résidu.

Eau + alcool. — Si la concentration du liquide est inférieure à 96 0/0 d'alcool, la vapeur est plus concentrée que lui et d'autant plus que cette concentration du liquide est plus faible. Au delà de 96 0/0 d'alcool jusqu'à 100, c'est le contraire ; les concentrations de la vapeur et du liquide diffèrent d'ailleurs extrêmement peu.

La distillation d'un mélange alcoolique ne donnera donc jamais de l'alcool de concentration supérieure à 96 0/0.

HCl + Eau. — La concentration de la vapeur émise est plus petite que celle du liquide tant que la concentration de ce dernier est inférieure à 20 0/0 ; elle devient ensuite plus grande, et cela très rapidement.

AzH^3 + Eau. — La concentration de la vapeur est beaucoup plus grande que celle du liquide.

SO^4H^2 + Eau. — C'est le contraire, et ce n'est guère qu'à partir de la concentration 70 que la vapeur contient un peu de SO^4H^2.

Acide acétique + Eau. — La vapeur est toujours moins concentrée que le liquide, mais de très peu.

Comme conséquence de cette étude, lord Rayleigh a imaginé un appareil permettant de séparer sous un *régime uniforme* de distillation les deux constituants d'un mélange, par exemple l'eau et l'alcool.

Un tube en cuivre de 15 millimètres de diamètre, de 12 mètres de long, est partagé en deux parties enroulées en hélice, comme les serpentins ordinaires, et placées séparément dans deux seaux en fer. Le seau inférieur est rempli d'eau à 100°, le seau supérieur d'eau à 77°. Les deux serpentins sont réunis par un tube droit en verre ou en laiton de diamètre un peu plus grand, et muni d'une tubulure latérale pour introduire le mélange.

L'ensemble des tubes est faiblement incliné. En quittant le seau supérieur, le tube est relié à un condenseur Liebig, et toute la vapeur qui y pénètre s'y liquéfie. Le liquide aqueux est recueilli dans un récipient relié au tube inférieur.

L'alimentation de l'appareil se faisait de manière que le liquide tombât par une succession rapide de gouttes. On avait alors dans le tube un double courant, un de liquide, un de vapeur, allant en sens inverse, le liquide s'enrichissant en eau, la vapeur en alcool. On obtenait ainsi de l'eau contenant 1/2 0/0 d'alcool et de l'alcool à 90 0/0.

E. Perreau.

K. HONDA, SHIMIZU et KUSAKABE. — Change of the Modulus of Rigidity of Ferromagnetic Substances by Magnetization (Changement du module de rigidité des substances ferro-magnétiques par aimantation). — P. 537-546; — et *Journal of the College of Science, Imperial University*, Tokyo (Japon), t. XVI, art. 13.

Pour observer le changement de rigidité provoqué par l'aimantation dans un barreau de substance ferro-magnétique, on mesure la variation de torsion qu'il subit sous l'influence du champ magnétique. On réalise la torsion du barreau en tendant, au moyen d'un poids, un fil enroulé sur la gorge d'une poulie, dont l'axe est lié invariablement au barreau.

Le mouvement de la poulie de rayon R est transmis à un cylindre de rayon r par l'intermédiaire d'un fil souple, tendu par un faible ressort; un miroir fixé sur le cylindre permet d'en observer la rotation, qui est égale à la torsion du fil amplifiée dans le rapport de R à r.

La rigidité K dans un champ nul étant préalablement observée

avec l'appareil de M. Nagaoka, on détermine la variation relative $\frac{\delta K}{K}$ de la rigidité dans les différents champs magnétiques. Voici les principales conclusions :

1° Pour un champ magnétique donné, le rapport $\frac{\delta K}{K}$ paraît être indépendant du couple de torsion ;

2° Ce rapport, dans les cas du fer doux, de l'acier, de l'acier-tungstène et du cobalt, augmente avec l'intensité du champ magnétique, suivant une loi analogue à l'augmentation de l'aimantation ;

3° Le nickel présente une anomalie. Le rapport $\frac{\delta K}{K}$ diminue d'abord, passe par un minimum pour un champ efficace de 40 unités C. G. S., augmente ensuite, devient nul pour $H = 100$ unités. Au delà, il grandit dans des proportions beaucoup plus considérables que dans les cas des métaux précédents ;

4° Il existe une réciprocité bien constatée entre la torsion par aimantation et l'aimantation par torsion.

R. Dongier.

JEWETT (Franck A.). — A new Methode of determining the Vapour Density of Metallic Vapours and an Experimental Application to the Cases of Sodium and Mercury (Nouvelle méthode de détermination des densités de vapeur des vapeurs métalliques ; application aux cas du sodium et du mercure). — P. 546-554.

Dans le but d'étudier l'influence de la pression des vapeurs métalliques sur la variation de largeur des raies d'émission de ces vapeurs dans les tubes à vide, l'auteur a cherché à déterminer comme étude préliminaire la densité de ces vapeurs à ces pressions faibles et à des températures variables.

Il emploie pour cela un grand ballon de verre dur de 2 litres de capacité environ, plongé dans un bain chauffé électriquement et dont on peut maintenir par une agitation régulière la température, suffisamment fixe pendant quinze minutes au moins. Cette température est mesurée par un thermomètre à résistance de platine.

Dans le cas du sodium, ce ballon porte deux tubes latéraux, l'un qui permet de faire le vide jusqu'à 2 millimètres de pression, et de remplacer l'air par un gaz inerte (Az ou H), puis de refaire le vide de nouveau ; l'autre est en relation avec un petit appendice conte-

nant un peu de sodium. Quand le ballon a atteint la température voulue, on le refroidit lentement, et toute la vapeur se condense sur les parois; on détache alors du ballon refroidi et enlevé du bain le petit appendice contenant le sodium, et on détermine le poids de vapeur par un lavage du ballon à l'eau chaude et le dosage de la lessive obtenue.

Dans le cas du mercure, le ballon était le même ; mais la quantité de mercure qui remplissait le ballon aux différentes températures pouvait être déterminée par la lecture au cathétomètre du niveau du mercure dans l'appendice latéral, calibré à l'avance.

La valeur des densités de vapeur a été déterminée pour le sodium de 368° à 420°, et elle passe de 0,00000009 à 0,00000750. Pour le mercure entre 40° et 325°, elle passe de 0,00000007 à 0,0019960. Ces dernières valeurs sont parfaitement d'accord avec celles qui ont été données, d'un côté par Regnault et par Hertz, de l'autre par Ramsay et par Young.

G. Roy.

George C. SIMPSON. — On the Electrical Resistance of Bismuth to Alternating Currents in a Magnetic Field (Sur la résistance électrique du bismuth traversé par un courant alternatif dans un champ magnétique). — P. 554-560.

L'auteur a montré (1) que l'effet normal présenté par un fil de bismuth parcouru par un courant alternatif et placé perpendiculairement à un champ magnétique intense pouvait s'expliquer par l'existence d'une force électromotrice alternative dans le bismuth lui-même, en retard de phase sur le courant.

L'auteur a alors étudié la variation de la grandeur du décalage de cette force électromotrice quand on fait varier le champ, la fréquence et la température.

Pour cette dernière étude, le fil de bismuth de $0^{mm},03$ de diamètre, de 10 centimètres de long, était replié sur lui-même de manière à former une grille plate, dont les deux extrémités étaient soudées à deux fils de cuivre.

La grille était placée, perpendiculairement au champ, dans un tube en verre plat terminant un vase. On pouvait entourer ce vase d'un

(1) *Phil. Mag.*, 1901, p. 300; *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 176; 1901.
Sur la même question et pour la bibliographie, voir : G. Sagnac, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 237; 1902.

autre de même forme, mais un peu plus large, et constituer ainsi une enceinte à température constante entourant la grille.

On a fait varier la température depuis celle de l'air liquide (— 180°) jusqu'à 100°.

Voici les résultats :

1° La grandeur de la force électromotrice est proportionnelle au courant, fonction linéaire du champ, croît avec la fréquence, varie avec la température assez rapidement en présentant un maximum à — 70° ;

2° Le retard de phase varie avec la fréquence, mais est indépendant du champ et de la température.

E. PERREAU.

R.-J. STRUTT. — The Electrical Conductivity of Metals and their Vapours (Conductibilité des métaux et de leurs vapeurs). — P. 596-606.

Il y a un abîme entre la conductibilité électrique de la vapeur de mercure et celle du mercure liquide. Le rapport des résistivités serait encore :

$$\frac{8 \cdot 10^{11}}{10^{-3}} = 8 \cdot 10^{14},$$

en admettant qu'au rouge blanc la résistivité du mercure liquide fût 10 fois celle du mercure à 0° [1].

La résistivité de la vapeur de mercure a été trouvée, par comparaison, supérieure à celle de l'air, et l'on a aisément, par des expériences antérieures, une limite inférieure de celle de l'air au rouge blanc.

Il serait donc très intéressant de voir comment se fait cette variation de résistance dans le passage continu de l'état liquide à l'état gazeux.

Malheureusement nous ne savons même pas quelle est la température critique du mercure, et les diverses méthodes de calcul de cette température conduisent à des valeurs tout à fait divergentes. Des essais de détermination de cette température en employant des tubes de quartz n'ont pas réussi. Pour le mercure, et aussi pour l'arsenic, cette température est certainement au-dessus du rouge blanc.

---

[1] Il y a une petite erreur de calcul dans le mémoire, mais sans importance.

Au rouge sombre, la conductivité de la vapeur saturée de mercure reste d'un ordre de grandeur tout différent de celle du liquide (10^7 fois moindre). Et pourtant cette conductivité de vapeur saturée est beaucoup plus grande que celle de la vapeur à la pression atmosphérique. Et le rapport des conductivités est tout à fait d'un ordre différent de celui des densités de la vapeur dans les deux cas. Il semble probable qu'en approchant de la température critique, la vapeur arriverait à conduire franchement, tandis que le liquide ne changerait de caractère qu'avec une extrême lenteur.

La conductivité de la vapeur d'arsenic, saturée au rouge vif, est du même ordre que celle du mercure et *obéit à la loi d'Ohm*, au moins dès que la force électromotrice par centimètre est supérieure à 100 volts.

HAROLD-A. WILSON. — The Current-Density at the Cathode in the Electric Discharge in Air (La densité du courant à la cathode dans la décharge électrique dans l'air raréfié). — P. 608-614.

On sait que la lueur négative, à des pressions d'environ 1 millimètre, est limitée à une surface définie de la cathode, et que l'aire de cette surface augmente avec le courant dans le tube. Wehnelt a montré que, pour toute cette surface, la densité de courant est uniforme tant que la cathode n'est pas entièrement lumineuse; la chute de potentiel entre la lueur et la cathode reste indépendante du courant; mais, quand la cathode est entièrement couverte par la lueur, la chute cathodique croît avec le courant.

Ceci conduit à penser que l'aire couverte par la lueur sera proportionnelle au courant à travers le tube, et les expériences présentes montrent que tel est bien le cas.

On s'est servi d'une cathode linéaire formée d'un fil unique de platine ou d'aluminium, formant l'axe d'un tube cylindrique. On mesure la longueur de fil qui est recouverte par la lueur négative et le courant à travers le tube.

Si l'on diminue la pression, l'espace sombre de Crookes, compris entre la cathode et la lueur, ira en augmentant d'épaisseur et atteindra jusqu'aux parois du tube; quand la pression atteint la valeur limite à laquelle le phénomène commence, la longueur de fil illuminée n'est plus proportionnelle au courant; ainsi les mesures qui

suivent sont limitées au cas où la lueur n'atteint pas les parois du tube.

On observe alors que le courant C, pour chaque pression, est proportionnel à la longueur de fil l illuminée; $\frac{C}{l}$ est constant. Pour des pressions variables dans un même tube, le rapport de ce nombre $\frac{C}{l}$ à la pression p est sensiblement constant.

En divisant $\frac{C}{lp}$ par la circonférence πd du fil, on a la densité de courant à la surface de la cathode (rapportée à la pression du gaz). Ce nombre va en augmentant si le diamètre du fil diminue; mais, si l'on ajoute au diamètre de chaque fil la valeur constante $0^{mm},5$, — ce qui revient à admettre que la surface effective de la cathode est une surface la recouvrant, et située à $0^{mm},25$ de distance, — on trouve pour les quatre fils employés dans les expériences (platine et aluminium, diamètre variant de $0^{mm},61$ à 2 millimètres) *un nombre constant.*

La densité de courant est 0,4p, *en milliampères par centimètre carré, p étant la pression du gaz en millimètres de mercure.*

Si les n molécules qui viennent frapper une surface de 1 centimètre carré en une seconde étaient toutes ionisées, le courant serait ne, e étant la charge d'un ion. On a $n = \frac{1}{6}$ NG, N étant le nombre de molécules dans 1 centimètre cube, G la racine carrée du carré moyen des vitesses. Pour l'air, dans les conditions nouvelles, $G = 5 . 10^4$ en $\frac{cm}{sec}$. Pour un gaz quelconque dans ces conditions, $2Ne = \frac{1}{0,115}$ coulomb. Donc:

$$ne = \frac{p \times 5 . 10^4}{760 \times 6 \times 2 \times 0,115} = 47,7p \frac{\text{ampères}}{\text{cm}^2}.$$

Le courant observé étant seulement 0,0004p, on en conclut que la fraction des molécules ionisées par le choc contre la cathode est seulement $\frac{0,0004}{47,7} = \frac{1}{120.000}$.

B. B.

J.-T. BOTTOMLEY. — On Radiation of Heat and Light from Heated Solid Bodies (Radiation calorifique et lumineuse des corps solides chauffés). — P. 560-568.

L'auteur compare dans le vide la radiation totale de fils de platine à surface polie ou enduite d'une couche très mince de noir de fumée. Les fils sont échauffés par un courant dont on mesure l'intensité, en même temps que la différence de potentiel, entre deux points du fil suffisamment éloignés des attaches. On connaît ainsi le nombre total de watts dépensés dans chaque fil, et par conséquent son rayonnement total, en valeur absolue. On estime la température à laquelle se trouve porté un fil d'après la variation de sa résistance. L'intensité du courant est réglée de telle sorte que les deux fils, voisins l'un de l'autre, paraissent posséder le même éclat.

Les expériences ont été étendues depuis la température à laquelle les fils émettent la plus faible lueur grise perceptible jusqu'au rouge presque blanc, c'est-à-dire de 435° à 900° environ.

L'expérience montre que le fil noirci rayonne beaucoup plus que l'autre, bien que, d'après la variation de sa résistance, le fil noirci se trouve, à éclat égal, à une température un peu plus basse. Le rapport des radiations totales, d'abord égal à 7,88, décroît jusqu'à 4,06 dans les limites des expériences. Il semble que, à mesure que la température s'élève, ce rapport tend vers une valeur fixe.

Les expériences n'ont pu être poussées au-dessus de 900°, car, au cours des manipulations, les fils se rompent presque toujours au-dessous de cette température.

E. B.

R.-W. WOOD. — The Clayden Effect and Reversal of Spectrum Lines (Effet Clayden et renversement des lignes spectrales). — P. 606-607.

Controverse avec M. Trowbridge au sujet des renversements de raies spontanées qu'il a signalés (1).

Clayden et, après lui, M. Wood ont montré que, quand on éclaire une plaque photographique par un choc lumineux de durée inférieure à 1/20000 de seconde, on diminue la sensibilité de la plaque aux points frappés, d'où résulte le renversement si, au spectre

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 821; 1902.

de raies produit par le choc lumineux, de l'étincelle par exemple, on superpose un spectre continu produit ultérieurement.

Dans l'expérience de M. Trowbridge, le spectre continu proviendrait du verre du tube, porté à l'incandescence par la chaleur dégagée dans la décharge.

E. B.

J.-H. JEANS. — On the Conditions necessary for Equipartition of Energy (Conditions nécessaires pour l'équipartition de l'énergie). — P. 585-596.

L'objet de ce mémoire, purement mathématique, est de donner une preuve du théorème de Boltzmann sur l'équipartition de l'énergie, à un nouveau point de vue, et d'examiner quelles sont les conditions précises dans lesquelles l'équipartition peut se produire, et si ces conditions peuvent être réalisées par un gaz existant.

L'auteur établit que l'état stationnaire ne peut être réalisé que d'une manière unique, laquelle correspond à la solution de Boltzmann pour un gaz idéal, tel que la masse agrégée et l'énergie agrégée des molécules restent constantes dans tous les modes possibles de mouvement naturel et tel, d'autre part, que l'état physique du gaz soit entièrement défini par sa densité et sa température.

E. B.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXXXIII; 2e semestre 1901.

L. DÉCOMBE. — Sur le mouvement du pendule en milieu résistant. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 147.

L'auteur établit et discute les équations relatives au mouvement du pendule en milieu résistant.

C. CHENEVEAU et G. CARTAUD. — Sur les vibrations de nappes liquides de formes déterminées. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 273.

Dans le but de préciser la nature des phénomènes produisant les lignes superficielles qui apparaissent sur les métaux déformés, les

auteurs ont photographié les figures des ondes produites à la surface du mercure contenu dans des cuvettes de formes variées et soumis à l'influence de vibrations.

G. GRAVARIS. — Sur une relation qui existe probablement entre l'angle caractéristique de la déformation des métaux et le coefficient newtonien de restitution. — Vérification de la relation qui existe entre l'angle caractéristique de la déformation des métaux et le coefficient de restitution de leur élasticité. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 329-364.

La déformation des métaux se fait toujours suivant une direction qui fait un angle α, inférieur à 90°, avec la direction de l'effort. L'auteur a trouvé que cet angle était lié avec la constante e de Newton, que lord Kelvin appelle coefficient de restitution, par la relation :

$$e = \frac{2\alpha}{\pi}.$$

Ce résultat est vérifié expérimentalement avec le fer, le cuivre, le zinc.

DE FORCRAND. — Sur la valeur des poids moléculaires à la température de l'ébullition. — Sur le poids moléculaire de l'hydrate de chloral à la température de l'ébullition. — Calcul de la chaleur de volatilisation et de la chaleur de fusion de quelques éléments. — Valeur minima de la chaleur totale de combinaison Q. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 368, 474, 513, 681.

La relation de Trouton généralisée par l'auteur [1] :

$$\frac{L + S}{T} = \frac{L + S + q}{T'} = K = 30,$$

permet le calcul du poids moléculaire des corps ; L, S et q sont rapportés à la molécule. L'auteur en fait l'application dans le cas de corps simples, de corps composés dissociables ou non.

D'ARSONVAL. — La pression osmotique et son rôle de défense contre le froid dans la cellule vivante. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 84.

La pression osmotique à l'intérieur des cellules est considérable ; le diamètre de celles-ci étant très faible, la pression intérieure due à la

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 745 ; 1902.

tension superficielle est énorme. On peut donc affirmer que la pression à l'intérieur des microorganismes peût atteindre des milliers d'atmosphères. Il n'est pas étonnant que la levure de bière, le bacille pyocyanique et différents microbes pathogènes résistent au refroidissement de l'air liquide. La levure de bière plongée dans des solutions hypertoniques de chlorure de sodium ou de glycérine, qui abaissent sa tension osmotique, ne résiste pas aux basses températures.

MASSOL et MALDÈS. — Sur la solubilité des mélanges de sulfate de cuivre et de sulfate de soude. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 287.

Rüdorff[1] ayant observé que, à la température de 15°, la dissolution d'un mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de soude en excès présentait une composition invariable, quelles que soient les proportions relatives des deux sels employés, les auteurs ont contrôlé que ce résultat était exact pour des températures plus élevées. Mais, dès que la température est suffisante pour que la modification du sulfate de soude anhydre puisse se produire (23° à 32° suivant le mélange), la composition de la dissolution varie avec les proportions relatives des deux sels mis en présence.

A. PONSOT. — Tension de vapeur des solutions. Hypothèse d'Arrhénius. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 341.

Voici les deux conclusions auxquelles est amené M. Ponsot dans cette étude : 1° si, dans un dissolvant qui ne prend pas part à la réaction chimique, la substitution d'un corps A à un corps B dans le composé BC se produit avec dégagement de chaleur, la tension de vapeur du dissolvant est plus élevée quand il renferme une masse donnée de AC que quand il renferme une masse équivalente de BC ; 2° un radical qui se substitue à un autre avec dégagement de chaleur a des modules cryoscopique, osmotique, tonométrique, plus petits que ceux des autres.

Il est à remarquer que, dans l'hypothèse d'Arrhénius, les modules des radicaux sont indépendants de leur nature. R. D.

(1) *J. de Phys.*, 1re série, t. II, p. 366; 1873.

FÉVRIER 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — MARS 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Les lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, Secrétaire du Journal, rue Rataud, nº 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — MARS 1903.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAND (5e).

[illegible] doivent être adressées à M. Sagnac, rue Ratand, 11, à Paris, 5e.

TABLE DES MATIÈRES.

FÉVRIER 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES ET G. SAGNAC, adjoints à la rédaction.

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME I. — MARS 1902.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

[illegible] être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 50 à 60 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Étranger... 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11, Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9, Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11, Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LA POLARISATION DES RAYONS X;

Par M. R. BLONDLOT [1].

Les tentatives faites jusqu'ici pour polariser les rayons X sont demeurées infructueuses. Je me suis demandé si les rayons X émis par un tube focus ne seraient pas déjà polarisés dès leur émission.

J'ai été conduit à me poser cette question en considérant que les conditions de dissymétrie nécessaires pour que ces rayons puissent être polarisés sont précisément remplies. En effet, chacun des rayons X naît d'un rayon cathodique; ces deux rayons déterminent un plan, et ainsi, par chacun des rayons X émis par le tube, passe un plan dans lequel (ou normalement auquel) ce rayon peut avoir des propriétés particulières : c'est bien la dissymétrie qui correspond à la polarisation.

Maintenant, si cette polarisation existe, comment la reconnaître? Il m'est venu à la pensée qu'une petite étincelle, telle que celles dont je me suis servi dans mes recherches sur la vitesse de propagation des rayons X, pourrait peut-être jouer ici le rôle d'analyseur, attendu que les propriétés d'une étincelle peuvent être différentes dans la direction de sa longueur, d'une part, qui est aussi celle de la force électrique qui la produit, et suivant les directions normales à cette longueur, d'autre part. Partant de là, je disposai un appareil d'après le diagramme ci-après, afin d'obtenir une petite étincelle pendant l'émission des rayons X.

Un tube focus est relié à une bobine d'induction par les fils BH, B'H (*fig.* 1), recouverts de gutta-percha. Deux autres fils, également recouverts de gutta-percha, AIC et A'IC', sont terminés en A et A' par deux boucles qui entourent respectivement BH et B'H'; un bout de tube de verre, non représenté sur la figure, maintient chacune des boucles séparée du fil qu'elle entoure. Les fils AI, A'I sont ensuite enroulés l'un sur l'autre, et leurs extrémités C et C', terminées en pointe, sont maintenues en regard l'une de l'autre à une très petite distance réglable à volonté, de manière à former un petit excitateur à étincelles. En vertu de cette disposition, l'influence électrostatique exercée par les fils BH et B'H' sur les boucles A et A' produit, à

[1] Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*.

chaque courant de rupture de la bobine, une petite étincelle à la coupure CC′, en même temps que des rayons X sont émis par le tube. Grâce à la flexibilité des fils AIC, A′IC′, on peut orienter d'une manière quelconque la droite CC′ suivant laquelle l'étincelle jaillit. Une feuille carrée d'aluminium, ayant 0m,40 de côté, est interposée entre le tube et l'étincelle, de façon à empêcher toute influence directe des électrodes du tube sur CC′.

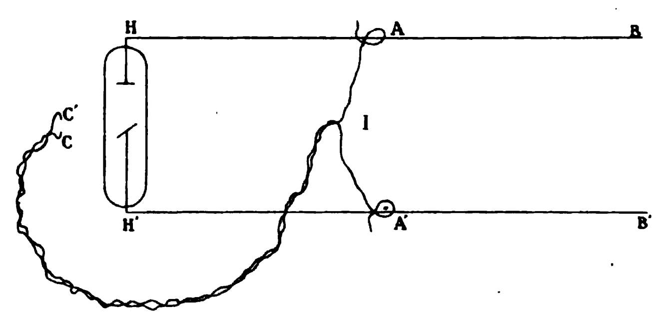


Fig. 1.

Afin de définir aisément les positions relatives du tube et de l'étincelle CC′, prenons trois axes rectangulaires, dont l'un, OZ, est vertical.

Assujettissons le tube focus de façon que sa longueur, et par conséquent aussi le faisceau cathodique, coïncide avec OY, l'anticathode étant placée vers l'origine et envoyant des rayons X vers les x positifs.

Plaçons la coupure CC′ en un point de la partie positive de l'axe OX, de façon que sa direction soit parallèle à OY. L'étincelle étant convenablement réglée, on constate que les rayons X agissent sur elle en augmentant son éclat, car l'interposition d'une lame de plomb ou de verre la diminue manifestement.

Maintenant, sans changer la coupure de place, faisons-la tourner de façon à la rendre parallèle à OZ, c'est-à-dire normale aux rayons cathodiques. On constate alors que l'action des rayons X sur l'étincelle a disparu ; le plomb ou le verre interposés n'en diminuent plus l'éclat.

Les rayons X ont donc un *plan d'action*, qui est celui qui passe par chaque rayon X et le rayon cathodique générateur. Si l'on donne à la coupure des orientations intermédiaires entre les deux précédentes

on voit l'action diminuer depuis la position horizontale jusqu'à la verticale.

Voici une autre expérience, plus frappante encore :

Si l'on fait tourner l'étincelle autour de OX comme axe, parallèlement au plan YOZ, on voit l'étincelle passer d'un maximum d'éclat, quand elle est horizontale, à un minimum d'éclat, quand elle est verticale. Ces variations d'éclat sont pareilles à celles que l'on voit en observant un faisceau de lumière polarisée à travers un nicol que l'on fait tourner : la petite étincelle joue le rôle d'analyseur. Le faisceau de rayons X a la même dissymétrie qu'un faisceau de lumière polarisée : il a, suivant l'expression de Newton, des côtés différents les uns des autres; autrement dit, il est *polarisé*, en prenant ce mot dans son acception la plus large.

Le phénomène est aisément observable quand l'étincelle est bien réglée : il faut, pour cela, qu'elle soit extrêmement courte et faible.

Si l'on fait tourner le tube focus autour de son axe, lequel est parallèle aux rayons cathodiques, les phénomènes observés ne changent pas (tant que des rayons X atteignent la coupure). Le plan d'action est donc indépendant de l'orientation de l'anticathode : c'est toujours le plan qui passe par le rayon X et le rayon cathodique générateur.

L'étincelle étant disposée dans ce plan d'action, si l'on change son orientation dans ce plan, on constate que l'action qu'elle reçoit des rayons X est maximum quand elle leur est normale, et nulle quand elle leur est parallèle (ou presque parallèle).

Maintenant, un rayon X et son rayon cathodique générateur ne définissent un plan que si leurs directions sont différentes. Or, parmi les rayons X émis, il y en a dont la direction est la même, à peu de chose près, que celle des rayons cathodiques : ce sont ceux qui rasent la cathode. On doit s'attendre à les trouver très incomplètement polarisés; c'est, en effet, ce que j'ai reconnu à l'aide de la petite étincelle.

J'ai constaté plusieurs faits importants, que je ne ferai toutefois que mentionner aujourd'hui. Le quartz et le sucre en morceaux font tourner le plan de polarisation des rayons X dans le même sens que celui de la lumière; j'ai obtenu des rotations de 40°.

Les rayons secondaires, dits *rayons* S, sont également polarisés. Les substances actives font tourner leur plan de polarisation en sens contraire de celui de la lumière; j'ai observé des rotations de 18°.

Il est extrêmement probable que la rotation magnétique existe aussi, tant pour les rayons X que pour les rayons S. On peut penser également que les propriétés de ces rayons, relatives à la polarisation, s'étendent aux rayons tertiaires, etc.

J'ai l'intention d'exposer incessamment les résultats auxquels je suis déjà parvenu, concernant ces différents points.

REMARQUES SUR LES THÉORIES LIQUIDOGÉNIQUES DE L'ÉTAT FLUIDE;

Par M. E. MATHIAS.

§ 1. — On peut appeler *théorie liquidogénique* une conception telle que celle de M. P. de Heen [1], expliquant les propriétés de l'état liquide et de l'état gazeux par l'existence, à une même température, de deux sortes de molécules pouvant se transformer l'une dans l'autre ; l'état liquide est en très grande majorité composé de molécules dites *molécules liquidogéniques;* l'état de vapeur saturée est en majorité composé de *molécules gazogéniques.* On peut encore dire que l'état liquide saturé est constitué par une dissolution de molécules gazogéniques dans la phase liquidogénique, tandis que la vapeur saturée est formée d'une dissolution de molécules liquidogéniques dans la phase gazogénique.

Une telle théorie peut obéir ou non à la loi d'Avogadro et d'Ampère, qui veut qu'à la même température et sous la même pression les molécules, mono ou polyatomiques, de tous les corps simples ou composés, aient le même volume. Supposons d'abord le premier cas.

§ 2. — *Théories obéissant à la loi d'Avogadro et Ampère.* — Dès lors, dans les mêmes conditions de température et de pression, une molécule liquidogénique et une molécule gazogénique ont même volume ; mais elles n'ont pas même masse ; la molécule liquidogénique est une molécule complexe pouvant, lors de la vaporisation du liquide à température constante, donner naissance à plusieurs molécules gazogéniques.

---

(1) P. DE HEEN, *Recherches touchant la physique comparée et la théorie des liquides*, p. 2 de la théorie des liquides, 1888. Voir aussi L. HENRY, *Ann. de la Soc. scient. de Bruxelles*, 1878-1879, p. 267.

A la température la plus basse de l'état liquide, celui-ci contient uniquement des molécules liquidogéniques ; l'état gazeux sensiblement parfait réalisé à une grande distance au-dessus de la température critique est formé de molécules gazogéniques pures. Comment se fait la répartition des deux sortes de molécules aux températures inférieures à la température critique?

Deux manières de voir très différentes sont en présence.

Théorie I. — M. de Heen admet, sur la foi d'expériences faites au moyen de l' « analyseur de l'état critique » (¹), que, *à une température donnée, les densités du liquide et de la vapeur saturée dépendent de leurs masses respectives, chacune d'elles pouvant varier entre un maximum et un minimum*. La densité minima du liquide, à cette température, s'observera lorsqu'une trace de liquide sera en équilibre en présence d'un volume infiniment grand de vapeur; dans ces conditions, la densité de la vapeur saturée sera aussi minima, car le liquide sera saturé de molécules gazogéniques par la vapeur, et le liquide ne pourra pas fournir de molécules liquidogéniques à la vapeur. Pour la même raison, une trace de vapeur saturée en présence d'une quantité infiniment grande de liquide fournira, à température constante, les densités maxima du liquide et de la vapeur, car celle-ci sera saturée de molécules liquidogéniques, tandis qu'elle ne pourra pas diluer le liquide au moyen de molécules gazogéniques (²).

Théorie II. — On peut, au contraire, par analogie avec ce qu'admet M. J. Traube (³), supposer que la température détermine le rapport h du nombre des molécules liquidogéniques et gazogéniques existant dans le liquide saturé, et qu'il en est de même pour la vapeur

(¹) P. de Heen, *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3ᵉ série, t. XXXI, p. 147 et 379; 1896.

(²) D'après M. de Heen, ce serait dans ces conditions que l'on observerait, à la température critique, l'égalité de la densité du liquide et de la vapeur saturée. Voir *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3ᵉ série, t. XXIV, p. 267; 1892. — Le résultat annoncé par M. de Heen s'explique simplement si la température du tube contenant le liquide en présence de sa vapeur n'est pas uniforme, sans qu'il soit nécessaire de supposer l'existence d'une infinité de vapeurs saturées de densités différentes à la même température. Voir P. Villard, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. X, p. 429; 1897.

(³) J. Traube. — « ..... Es giebt nur zwei Arten von Molecülen : liquidogene und gasogene. Gasogene Teilchen sind löslisch in der liquidogenen Phase, wie liquidogene Teilchen in der gasogenen Phase. *Die Temperatur bestimmt das Mengenverhältnis beider Molecülarten sowohl in reinen Flüssigkeiten wie ihren gesättigten Dämpfen.* » (*Drude's Annalen*, 4ᵉ série, t. VIII, p. 289; 1902.)

saturée avec une valeur différente de ce rapport. Dans ces conditions, il existe une densité du liquide saturé et une densité de la vapeur saturée, qui sont l'une et l'autre uniquement fonction de la température [1]. Lorsque la température s'élève en restant inférieure à la valeur qui détermine le phénomène de Cagniard-Latour, un certain nombre de molécules liquidogéniques se transforment en molécules gazogéniques dans le liquide; en même temps, des molécules liquidogéniques pénètrent dans la vapeur en augmentant le rapport h, tandis qu'il diminue dans le liquide. On s'explique ainsi pourquoi, à température croissante, la densité du liquide diminue constamment, tandis que la densité de la vapeur saturée augmente.

Pour que les liquides saturés obéissent aux lois des états correspondants, il est nécessaire et suffisant que h soit, pour tous les corps, une même fonction $h = \varphi(m)$ de la *température réduite* $m = \frac{T}{\Theta}$ ($T = 273 + t$ = température absolue, Θ = température critique absolue), et que l'on ait pour la vapeur saturée $h = \psi(m)$, la fonction ψ étant la même pour tous les corps. Les déviations observées aux lois des états correspondants proviendront de ce que les fonctions φ et ψ ne seront pas *rigoureusement*, mais seulement *approximativement* les mêmes quand on passe d'un corps à l'autre.

La notion d'états correspondants est plus compliquée dans le cas de la théorie I. On peut, en effet, imaginer qu'à température constante les densités du liquide et de la vapeur saturée dépendent des masses respectives du liquide et de la vapeur saturée dans l'état final correspondant à cette température, en d'autres termes dépendent de la densité moyenne du remplissage à cette température; on peut aussi supposer qu'en outre la forme du vase, l'étendue de la surface libre du liquide interviennent, etc. Dans le cas le plus simple, on admettra que, pour l'état liquide saturé, par exemple, h est pour tous les corps

---

[1] Il en est ainsi pour les liquides *non associés*, suivant la terminologie de Ramsay et Shields. Dans la théorie II, comme aussi dans la théorie I, les liquides *associés* doivent être considérés comme des liquides dont le rapport h des deux sortes de densités a, à une température donnée, une valeur anomale plus grande que celle qu'exigerait, à la même température réduite, la loi des états correspondants (voir plus loin, même paragraphe), les molécules liquidogéniques étant en grand excès; dans ces conditions, l'anomalie du liquide se répercute sur la vapeur dont le h est aussi anomal par excès.

On peut encore imaginer que les molécules liquidogéniques admettent plusieurs degrés de condensation dans les liquides dits associés.

une même fonction $h = \varphi\left(m, \frac{d}{\Delta}\right)$ de la température réduite et de la densité moyenne réduite du remplissage (d = densité moyenne du remplissage à la température réduite t, Δ = densité critique); pour la vapeur saturée, on aurait de la même façon $h = \psi\left(m, \frac{d}{\Delta}\right)$, la fonction ψ étant la même pour tous les corps.

Si l'on suppose qu'outre la densité moyenne du remplissage d'autres circonstances interviennent, il est bien évident que les relations de correspondance disparaissent ou ne s'appliquent qu'à des cas trop particuliers pour avoir quelque intérêt.

On pourrait encore préciser davantage et, dans le cas des théories I et II, exprimer, comme cela a été fait plus loin pour la théorie IV, que la constitution intérieure de toutes les molécules liquidogéniques, par exemple, est la même à des températures correspondantes, ou, d'une manière plus générale, dans des états correspondants.

§ 3. — *Théories n'obéissant pas à la loi d'Avogadro et Ampère.* — On peut, sur les théories précédentes, en calquer d'autres qui n'en diffèrent que par la constitution des deux sortes de molécules. Au fond, ce qui différencie les molécules liquidogéniques et gazogéniques, c'est la *densité*, qui est plus forte pour les premières, plus faible pour les dernières. Au lieu de mettre des masses différentes dans un volume identique, on peut mettre une masse identique dans des volumes différents, et admettre, à la même température, deux sortes de particules de même poids moléculaire, mais de volumes différents; pour la raison de densité indiquée plus haut, les molécules liquidogéniques auront nécessairement un volume plus petit que les molécules gazogéniques; c'est la conception de M. J. Traube dans le cas des corps appelés par Ramsay et Young : corps *non associés*. Le cas des corps dits *associés* résulterait évidemment d'une fusion de la conception actuelle et de celle qui a donné naissance aux théories I et II. Laissons de côté ce cas relativement compliqué et considérons uniquement des corps non associés, qui constituent l'état pour ainsi dire régulier des fluides et dont les propriétés sont le plus comparables possible.

Dès lors, il y aura, comme au commencement du paragraphe 2, lieu de faire une distinction selon que, à l'exemple de M. de Heen, on considère l'état saturé comme *bivariant* ou *plurivariant*, ou selon que, comme dans la théorie classique, on l'imagine comme *univariant*.

Théorie III. — Pour une phase donnée, liquide ou gazeuse, le rapport h du nombre des molécules liquidogéniques et gazogéniques qui y sont en présence est une fonction non seulement de la température réduite, mais encore de la densité réduite[1] du remplissage, etc.

Théorie IV. — Pour une phase donnée, liquide ou gazeuse, le rapport h du nombre des molécules liquidogéniques et gazogéniques en présence est une fonction déterminée de la température réduite, cette fonction étant la même pour tous les corps. On exprime ainsi que les états saturés obéissent aux lois des états correspondants. La diminution constante de la densité du liquide quand la température s'élève, l'accroissement constant de la densité de la vapeur saturée dans les mêmes conditions, s'expliquent, comme dans la théorie III, par le fait que h est une fonction toujours décroissante ou toujours croissante de la température.

M. J. Traube admet en outre que la constitution intérieure des molécules gazogéniques et liquidogéniques est la même, pour tous les corps, à des températures correspondantes; il suffit pour cela que la grandeur b [2] de l'équation de Van der Waals et le volume molécu-

---

(1) L'application des lois des états correspondants à la conception bivariante des états saturés des fluides introduit ici la densité critique Δ à propos de la densité réduite du remplissage. Or, dans cette manière de voir, on est porté à admettre que le liquide et la vapeur saturée tendent vers des densités limites différentes Δ' et Δ'', lorsque la température tend vers sa valeur critique; pour que les relations de la forme $h = \varphi\left(m, \frac{d}{\Delta}\right)$ aient un sens précis, il suffira d'admettre que l'on prend pour Δ l'une ou l'autre des densités limites Δ' ou Δ''. Ce qui vient d'être dit s'applique aussi bien à la théorie I qu'à la théorie III.

(2) Quand on considère la matière comme discontinue, la dilatation de celle-ci sous l'influence de la chaleur, par exemple, est attribuée uniquement à l'écartement des molécules, non à un accroissement du volume de la matière de celles-ci. L'accroissement indéniable de la grandeur b de l'équation de Van der Waals avec la température, signalé pour la première fois par MM. de Heen et Dwelshauvers-Dery, ne permet pas d'admettre, comme volume de la matière de la molécule, ni b, comme le pensait Hirn, ni $\frac{1}{4}b$, comme le voudrait la théorie de Van der Waals. Pour M. J. Traube (*Drude's Annalen*, t. V, p. 558; 1901), b est la somme de deux volumes : le *noyau*, ou volume de la matière (Kernvolumen), et un volume d'éther formant l'*écorce* du *noyau* et constitué par de l'*éther lié*. Le volume complémentaire $v - b$ (v étant le volume moléculaire), dans lequel peut se mouvoir librement le double volume b, est supposé occupé, au contraire, par de l'*éther libre*. La variation de b sous l'influence de la température tient uniquement à la variation de volume de l'écorce du noyau, l'éther lié formant autour de celui-ci une sorte de couche capillaire qu'on peut sans difficulté supposer fonction de la température et même de la pression.

laire v, de l'état liquide par exemple, soient à la température réduite m reliés par une relation de la forme :

$$\frac{b}{v} = f(m),$$

la fonction $f(m)$ étant la même pour tous les corps à l'état liquide ; il en serait de même pour l'état de vapeur saturée avec une autre fonction de m également commune aux différents corps.

Or, à la température critique, la grandeur b est reliée, d'après l'équation de Van der Waals, au volume moléculaire critique v_c par la relation :

$$b_c = \frac{1}{3} v_c.$$

Comme b est plus grand pour une molécule gazogénique que pour une molécule liquidogénique, le double environ, il s'ensuit que le volume critique de la vapeur saturée est nécessairement différent du volume critique du liquide saturé, et que la densité critique du liquide est sensiblement le double de la densité critique de la vapeur saturée. On retrouve ainsi, avec la conception de M. J. Traube, un résultat singulier annoncé pour la première fois par M. P. de Heen, à la suite de ses recherches sur les deux sortes de densités faites sur l'anhydride carbonique à l'aide de son « analyseur de l'état critique » [1].

§ 4. — *Intérêt des théories liquidogéniques.* — Si différentes qu'elles soient, les manières de voir précédentes jouissent d'une propriété commune très importante, qui est, au fond, la particularité essentielle de toutes les théories liquidogéniques : c'est l'explication très simple, pour ainsi dire immédiate, de toutes les anomalies de densité que peuvent présenter les états dits saturés, anomalies mises en évidence, dans ces dernières années, par les travaux de MM. de Heen, B. Galitzine, de Heen et Dwelshauvers-Dery, et qu'on est trop facilement tenté de considérer comme des objections à la théorie classique, laquelle est muette sur leur existence.

Admettons un instant les théories I ou II, et supposons un état d'équilibre du liquide en présence de sa vapeur à la température t ; élevons, par exemple, la température, puis laissons-la constante ;

---

[1] P. DE HEEN, *Bull. de l'Acad. de Belgique*, 3e série, p. 389 ; 1896.

Théorie III. — Pour une phase donnée, liquide ou gazeuse, le rapport h du nombre des molécules liquidogéniques et gazogéniques qui y sont en présence est une fonction non seulement de la température réduite, mais encore de la densité réduite(1) du remplissage, etc.

Théorie IV. — Pour une phase donnée, liquide ou gazeuse, le rapport h du nombre des molécules liquidogéniques et gazogéniques en présence est une fonction déterminée de la température réduite, cette fonction étant la même pour tous les corps. On exprime ainsi que les états saturés obéissent aux lois des états correspondants. La diminution constante de la densité du liquide quand la température s'élève, l'accroissement constant de la densité de la vapeur saturée dans les mêmes conditions, s'expliquent, comme dans la théorie III, par le fait que h est une fonction toujours décroissante ou toujours croissante de la température.

M. J. Traube admet en outre que la constitution intérieure des molécules gazogéniques et liquidogéniques est la même, pour tous les corps, à des températures correspondantes; il suffit pour cela que la grandeur b (2) de l'équation de Van der Waals et le volume molécu-

(1) L'application des lois des états correspondants à la conception bivariante des états saturés des fluides introduit ici la densité critique Δ à propos de la densité réduite du remplissage. Or, dans cette manière de voir, on est porté à admettre que le liquide et la vapeur saturée tendent vers des densités limites différentes Δ' et Δ'', lorsque la température tend vers sa valeur critique; pour que les relations de la forme $h = \varphi\left(m, \frac{d}{\Delta}\right)$ aient un sens précis, il suffira d'admettre que l'on prend pour Δ l'une ou l'autre des densités limites Δ' ou Δ''. Ce qui vient d'être dit s'applique aussi bien à la théorie I qu'à la théorie III.

(2) Quand on considère la matière comme discontinue, la dilatation de celle-ci sous l'influence de la chaleur, par exemple, est attribuée uniquement à l'écartement des molécules, non à un accroissement du volume de la matière de celles-ci. L'accroissement indéniable de la grandeur b de l'équation de Van der Waals avec la température, signalé pour la première fois par MM. de Heen et Dwelshauvers-Dery, ne permet pas d'admettre, comme volume de la matière de la molécule, ni b, comme le pensait Hirn, ni $\frac{1}{4}b$, comme le voudrait la théorie de Van der Waals. Pour M. J. Traube (*Drude's Annalen*, t. V, p. 558; 1901), b est la somme de deux volumes : le *noyau*, ou volume de la matière (Kernvolumen), et un volume d'éther formant l'*écorce* du *noyau* et constitué par de l'*éther lié*. Le volume complémentaire $v - b$ (v étant le volume moléculaire), dans lequel peut se mouvoir librement le double volume b, est supposé occupé, au contraire, par de l'*éther libre*. La variation de b sous l'influence de la température tient uniquement à la variation de volume de l'écorce du noyau, l'éther lié formant autour de celui-ci une sorte de couche capillaire qu'on peut sans difficulté supposer fonction de la température et même de la pression.

laire v, de l'état liquide par exemple, soient à la température réduite m reliés par une relation de la forme :

$$\frac{b}{v} = f(m),$$

la fonction $f(m)$ étant la même pour tous les corps à l'état liquide ; il en serait de même pour l'état de vapeur saturée avec une autre fonction de m également commune aux différents corps.

Or, à la température critique, la grandeur b est reliée, d'après l'équation de Van der Waals, au volume moléculaire critique v_c par la relation :

$$b_c = \frac{1}{3} v_c.$$

Comme b est plus grand pour une molécule gazogénique que pour une molécule liquidogénique, le double environ, il s'ensuit que le volume critique de la vapeur saturée est nécessairement différent du volume critique du liquide saturé, et que la densité critique du liquide est sensiblement le double de la densité critique de la vapeur saturée. On retrouve ainsi, avec la conception de M. J. Traube, un résultat singulier annoncé pour la première fois par M. P. de Heen, à la suite de ses recherches sur les deux sortes de densités faites sur l'anhydride carbonique à l'aide de son « analyseur de l'état critique » (1).

§ 4. — *Intérêt des théories liquidogéniques.* — Si différentes qu'elles soient, les manières de voir précédentes jouissent d'une propriété commune très importante, qui est, au fond, la particularité essentielle de toutes les théories liquidogéniques : c'est l'explication très simple, pour ainsi dire immédiate, de toutes les anomalies de densité que peuvent présenter les états dits saturés, anomalies mises en évidence, dans ces dernières années, par les travaux de MM. de Heen, B. Galitzine, de Heen et Dwelshauvers-Dery, et qu'on est trop facilement tenté de considérer comme des objections à la théorie classique, laquelle est muette sur leur existence.

Admettons un instant les théories I ou II, et supposons un état d'équilibre du liquide en présence de sa vapeur à la température t ; élevons, par exemple, la température, puis laissons-la constante ;

---

(1) P. de Heen, *Bull. de l'Acad. de Belgique.* 3e série, p. 389 ; 1896.

la transformation d'une partie des molécules liquidogéniques du liquide en molécules gazogéniques ne se fait pas instantanément, pas plus dans la théorie I que dans la théorie II. Si cette transformation est gênée par le fait que le fluide est maintenu dans un tube scellé de volume total sensiblement constant ; si l'élévation de la température est brusque et que cela coïncide avec l'existence d'une pression déjà considérable de la vapeur saturée ; si enfin le tube est maintenu vertical et immobile, les molécules liquidogéniques de la phase liquide éprouveront les plus grandes difficultés soit à pénétrer dans la phase vapeur, soit à augmenter de volume en se dissociant en molécules gazogéniques. On n'arrivera donc que lentement au régime d'équilibre, seul capable de persister indéfiniment à la température constante qui a suivi l'élévation brusque de la température. L'*état final*, de M. Gouy, qui dépend de la température et de la densité moyenne du remplissage dans la théorie I et, de la température seulement, dans la théorie II, sera longtemps précédé d'*états variables* caractérisés tous par une densité trop grande du liquide et par une densité trop faible de la vapeur [1]. Ces états variables ne sont pas des *états de faux équilibre*, suivant la terminologie de M. P. Duhem, car ils sont fonction du temps et se résolvent d'eux-mêmes, fatalement, dans l'*état final;* ce sont uniquement des phénomènes de retard dus à l'extrême viscosité des fluides fortement comprimés. Toutefois, les états variables peuvent ne se transformer qu'avec une extrême lenteur, mettre des jours à arriver à l'état final, et peuvent donner à l'expérimentateur la sensation de véritables états d'équilibre qui, s'ils existaient, seraient la négation formelle de la théorie classique des fluides.

Il est évident que les raisonnements qui viennent d'être faits dans l'hypothèse des molécules liquidogéniques ayant (dans les mêmes conditions) même volume que les molécules gazogéniques, mais une masse multiple de la masse de celles-ci, se feraient aussi bien dans l'hypothèse où les deux sortes de molécules ont, dans les mêmes conditions, des masses égales et des volumes différents.

§ 5. — *Introduction de la pression.* — Les théories liquidogéniques précédentes, et par suite celles de MM. de Heen et J. Traube, sont absolument muettes en ce qui concerne la pression de vapeur saturée.

---

[1] Il en est ainsi même si l'on fait abstraction de la pesanteur ; celle-ci, agissant dans le même sens, ne peut qu'exagérer la densité du liquide et amoindrir encore celle de la vapeur saturée.

Il me semble, sauf erreur, que cela tient à ce que ce sont des théories *statiques*, et qu'il est aisé de combler cette lacune en cherchant à les interpréter au point de vue *cinétique*.

Lorsque, à une température donnée, dans un volume total donné, se trouve du liquide en présence de sa vapeur, il s'établit un certain équilibre persistant indéfiniment et pour lequel la composition du liquide et celle de sa vapeur saturée correspondent à des proportions fixes, mais différentes, des deux sortes de molécules. Au point de vue cinétique, il y a alors entre les deux phases coexistantes un échange constant de molécules liquidogéniques et gazogéniques ; mais, dans un temps donné, chaque phase gagne autant de chacune des deux sortes de molécules qu'il en sort dans le même temps par sa surface libre ; la pression ainsi exercée contre les parois du vase demeure indéfiniment la même à la même température.

Supposons maintenant que, la température restant la même, on augmente, par exemple, le volume total offert au fluide ; d'après M. de Heen, les densités des deux phases vont diminuer : le liquide va s'appauvrir en molécules liquidogéniques, qui vont se transformer en molécules gazogéniques dans la vapeur, laquelle, s'enrichissant en molécules gazogéniques, verra sa densité diminuer. Il y aura ainsi un nouveau régime final caractérisé par des compositions constantes, mais nouvelles, des phases coexistantes, mais aussi par *une pression constante différente de celle du précédent état d'équilibre*.

En effet, les phases coexistantes n'ayant plus la même composition, l'échange réciproque de molécules liquidogéniques et gazogéniques qui produit la pression n'est plus le même que précédemment. La proportion moindre des molécules liquidogéniques, c'est-à-dire des molécules les plus lourdes [1], produira dans le choc contre les parois du vase une force vive moindre, et la pression exercée sera plus faible. Au contraire, une diminution de volume, en accroissant les densités des phases coexistantes et leur titre en molécules liquidogéniques,

---

[1] Le raisonnement est fait visiblement dans l'hypothèse des théories I et II, où la molécule liquidogénique est un agrégat de molécules gazogéniques de même volume extérieur que chaque molécule gazogénique isolée. Dans l'hypothèse des théories III et IV, où les deux sortes de molécules sont également lourdes, mais de volumes différents, le raisonnement demeure le même, car, si l'on considère les chocs séparés contre la paroi du vase d'une molécule liquidogénique et d'une molécule gazogénique, bien que la force vive soit la même, le choc de la première est plus efficace, car la même force vive est dépensée sur une surface moindre de la paroi.

donnerait une augmentation de la pression. *Dans la théorie liquidogénique de M. de Heen, il n'y a plus, à proprement parler, de tension de vapeur saturée puisqu'elle dépend du volume; un fluide se comporte comme un corps bivariant, et la règle des phases ne s'applique plus* (1).

Il n'en est plus de même si, comme dans les théories II et IV, on admet que la température seule détermine la proportion h des deux espèces de molécules dans les phases coexistantes; celles-ci ont alors des densités respectives qui ne dépendent que de la température et nullement du volume total, c'est-à-dire de la densité moyenne du remplissage. Un raisonnement analogue à celui du cas précédent montrerait que, à température constante, la pression de la vapeur saturée est, comme la composition des phases coexistantes, rigoureusement indépendante des masses relatives du liquide et de la vapeur. *Dans ce cas, un fluide saturé se comporte comme un corps univariant, et la règle des phases s'applique.*

En résumé, si l'on conçoit les états saturés comme ne dépendant pas uniquement de la température, il s'ensuit nécessairement que la pression n'est pas déterminée par la température seule.

Si l'on conçoit les états saturés comme fonctions de la température seule, la pression, elle aussi, est déterminée uniquement par la température.

A ce point de vue, on peut dire que les théories II et IV concordent avec la théorie classique; elles satisfont à la règle des phases, aux lois des états correspondants ; mais elles se séparent en ce qui concerne la loi d'Avogadro et d'Ampère, que la théorie II respecte, mais à laquelle la théorie IV n'obéit pas.

Les théories I et III, par contre, sont absolument contraires à la théorie classique; avec elles, il n'y a plus, à température constante, de densité définie ni du liquide saturé ni de la vapeur saturée; il n'y a pas non plus de pression déterminée de vapeur saturée, ni lois des états correspondants, etc. Enfin, les états saturés n'obéissent pas à la règle des phases de Gibbs.

§ 6. — *Explication simple du phénomène de Cagniard-Latour.* — Nous avons vu que les théories II et IV ont de nombreux points communs avec la théorie classique, mais que M. J. Traube fait abou-

(1) Le nombre n des composants étant 1 et le nombre φ des phases égal à 2, la variance $n+2-\varphi=1$. On ne peut vraiment pas considérer ces deux sortes de molécules comme constituant des composants différents.

tir la théorie IV à l'existence, à la température critique, de deux densités limites distinctes Δ' et Δ'' pour le liquide et la vapeur saturée. Une pareille conséquence ne s'impose aucunement avec la théorie II, pour laquelle rien n'empêche de supposer que les deux sortes de densités de l'état saturé tendent vers une limite commune Δ à la température critique.

Soit $\theta - \varepsilon$ une température infiniment voisine de la température critique θ, mais inférieure à celle-ci; supposons que les phases liquide et vapeur saturée puissent coexister séparées par un ménisque; elles sont alors formées en majorité par des molécules gazogéniques avec une proportion de molécules liquidogéniques un peu plus grande pour le liquide que pour sa vapeur. La théorie classique supposant que l'état gazeux parfait est réalisé sitôt la température critique, il faudrait que, dans un intervalle de température infiniment petit, les molécules liquidogéniques restant en petit nombre, il est vrai, se transformassent en molécules gazogéniques. Nous avons vu combien cette transformation est difficile en tube scellé, dans un milieu non agité et fortement comprimé ; ici, la difficulté est au maximum, car la pression du fluide est le plus grande possible et les variations inverses de densité des phases coexistantes sont infiniment grandes comparées à l'élévation de température qui les produit. Pratiquement, la transformation considérée est impossible dans les conditions théoriques ; il en résulte donc que l'hypothèse que nous avons faite de deux phases coexistantes, séparées par un ménisque, à une température infiniment voisine du point critique et inférieure à celle-ci, est impossible. Un peu au-dessous de la température critique, il ne peut plus exister de phases distinctes séparées par un ménisque ; la disparition du ménisque dans ces conditions, autrement dit *le phénomène de Cagniard-Latour, est une nécessité provenant de ce que la disparition de la surface libre du liquide rend plus aisés le déplacement des molécules de la masse fluide et la transformation des molécules liquidogéniques en molécules gazogéniques*, laquelle augmente la pression de la masse.

On conçoit avec la plus grande facilité que les conditions de remplissage d'un tube de Natterer, par exemple, influent à la fois sur la température de disparition du ménisque et sur la pression de la masse à la température critique.

En effet, supposons qu'avec un certain tube scellé I, contenant un corps déterminé, mais quelconque, on ait observé le phénomène de

Cagniard-Latour à une température déterminée θ_1. Supposons par la pensée que, dans le même volume total, on enferme une quantité de matière plus grande; que va-t-il arriver? La quantité de liquide sera plus grande que précédemment. A la même température, dans le tube I comme dans le tube II, les phases coexistantes ont même pression et respectivement même composition; mais *le nombre des molécules liquidogéniques du tube II est plus grand à la même température que dans le tube I;* donc, à la température du phénomène de Cagniard-Latour correspondant au tube I, le reliquat des molécules à transformer dans le tube II est plus grand; comme le volume total est le même, la transformation est plus difficile, partant elle exigera pour se faire un intervalle de température plus considérable. Ce raisonnement très simple indique donc que *la disparition du ménisque doit se produire à des températures d'autant plus basses que la densité moyenne du remplissage est plus considérable.* On retrouve aussi, très simplement, un résultat annoncé en particulier par M. A. Battelli dans ses recherches sur l'état de la matière au point critique [1].

On peut aller plus loin et remarquer que le diamètre du tube, quand il est suffisamment étroit, doit, à égalité de remplissage, influencer le phénomène de Cagniard-Latour. Imaginons, en effet, plusieurs tubes scellés verticaux, de même longueur, contenant le même fluide avec le même degré de remplissage, mais de diamètres inégaux. Au-dessous de la température du phénomène de Cagniard-Latour et dans l'état final correspondant à chaque température, les ménisques devront se trouver dans un même plan horizontal, en supposant que les tubes soient placés côte à côte et appuyés sur une même plate-forme horizontale. Dans les tubes les plus étroits, bien que la pression soit la même dans tous, les molécules liquidogéniques ont évidemment plus de difficulté à se mouvoir que dans les tubes plus larges; il s'ensuit nécessairement que, *à partir d'un certain diamètre maximum, la disparition du ménisque devra se produire à des températures d'autant plus basses que le diamètre du tube sera plus petit; au-dessus de cette valeur maximum, le diamètre n'aura pas d'influence sensible.*

On peut aussi prévoir que, dans un tube scellé de diamètre égal

---

(1) A. Battelli, *Sullo stato della materia nel punto critico*, 1re note (*Nuovo Cimento*, 2e série, t. XXXIII, p. 22; 1892).

ou supérieur au diamètre maximum dont il vient d'être question, mais possédant un étranglement immédiatement au-dessus du ménisque dans la position où se trouve celui-ci au moment où sa disparition va se produire, le phénomène de Cagniard-Latour se produira à une température un peu plus basse que si l'étranglement n'existait pas.

Quant à l'influence du remplissage d'un tube sur la pression qui règne dans celui-ci à la température critique et au-dessus, elle est évidente. En effet, le nombre total des molécules liquidogéniques croît avec le remplissage ; comme elles se transforment en molécules gazogéniques, le volume total du fluide restant constant, la pression croît d'autant plus que le nombre des molécules gazogéniques du fluide gazeux final est plus considérable, c'est-à-dire que la densité moyenne du remplissage est plus élevée, ce qui est conforme aux résultats expérimentaux de MM. Cailletet et Colardeau sur la vapeur d'eau (1).

La difficulté que l'on éprouve à étudier le phénomène de Cagniard-Latour expérimentalement et à constater l'influence du remplissage en particulier provient de deux causes : 1° la petitesse de l'amplitude du phénomène en question et la nécessité d'observer sûrement des variations de l'ordre de quelques centièmes de degré ; 2° le caractère progressif et continu du phénomène observé à température lentement croissante.

Si l'on soumet à une température lentement croissante un liquide contenu dans un vase étroit convenablement rempli pour que le ménisque disparaisse quelque part vers le milieu du tube, la dislocation du liquide commencera à la fois en plusieurs points du voisinage de cette surface; une fois la dislocation amorcée, elle se poursuit aisément en tous les points de la section droite dans laquelle elle a commencé. On s'explique ainsi les stries parallèles, quelquefois très nombreuses, qui apparaissent et qui rappellent jusqu'à un certain point, par leur caractère mouvant et vibratoire, l'aspect d'une couche de gélatine en trépidation (Battelli).

Lorsque la surface libre du liquide a en réalité disparu, à cause de la quasi-immobilité du fluide dans le tube scellé, il y a au-dessus et au-dessous de la position qu'occupait cette surface libre une accumulation de molécules liquidogéniques dissociées ou en voie de disso-

(1) L. Cailletet et Colardeau, *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 333; 1891.

ciation, qui diffusent avec une extrême lenteur à travers le fluide extrêmement comprimé. Il en résulte une différence sensible de densité et, par suite, d'indice de réfraction par rapport au fluide situé au-dessus, d'où résultent des phénomènes de mirage qui laissent supposer à l'expérimentateur non prévenu que la surface libre existe toujours. Ces apparences trompeuses se produisent quand on regarde la couche en question par sa *tranche*, ou quand des rayons lumineux arrivent sur elle dans une incidence presque rasante, auquel cas ils se réfléchissent comme sur une surface libre de liquide. Mais il n'en est plus de même quand on regarde normalement ou qu'un rayon lumineux arrive sous une incidence plongeante, d'où la méthode de M. Gouy [1] pour apprécier le moment précis où la véritable surface libre du liquide disparaît.

Ces phénomènes de mirage se produisent, comme l'a montré M. P. Villard [2], qui a étudié avec soin ce curieux phénomène, même dans les tubes larges et à des températures supérieures de plusieurs degrés (8°) à la température critique ; on voit combien est pénible et incertaine la détermination, à température croissante, du phénomène de Cagniard-Latour.

Il n'en est plus de même à température décroissante. En effet, supposons un tube scellé porté notablement au-dessus de la température critique et pendant assez longtemps pour que la diffusion ait rendu son contenu sensiblement homogène (ce à quoi on arrive très vite en renversant le tube, puis le redressant, et cela un grand nombre de fois) ; faisons baisser lentement la température. Supposons que, d'après le remplissage de ce tube, le phénomène de Cagniard-Latour doive se produire à une certaine température θ ; au-dessus de cette température, rien ne se produira de particulier ; mais, arrivées à cette température, les molécules gazogéniques se condenseront brusquement pour former des molécules liquidogéniques, *ce qui ne souffrira pas de difficulté, puisque ce phénomène correspond à une contraction*, d'où le nuage qui précède immédiatement le ruissellement du liquide et la réapparition de la surface libre de celui-ci.

On s'explique donc aisément pourquoi l'observation de la disparition du ménisque est généralement si difficile et comporte, par les méthodes autres que celle de M. Gouy, si peu de précision, tandis que

(1) G. Gouy, *C. R.*, t. CXVII, p. 1289.
(2) P. Villard, *Ann. de Ch. et Phys.*, 7e série, t. X, p. 418-419 ; 1897.

le phénomène brusque de la réapparition du ménisque à température lentement décroissante est d'une observation simple, commode et précise.

§ 7. — *Conclusion.* — On pourrait, évidemment, multiplier les exemples pour montrer qu'on peut se rendre compte simplement de beaucoup de particularités révélées par l'expérience. Ce qui précède suffit largement pour montrer avec quelle aisance la théorie II permet de relier entre eux les résultats expérimentaux, tout en conservant les particularités essentielles de la théorie classique. Elle n'est au fond qu'une manière de se représenter et de grouper les faits ; sous ce rapport, elle me paraît appelée à rendre des services dans l'enseignement de la physique. Elle est, comme on le voit, remarquablement simple, et son emploi permettrait d'attendre patiemment que certaines questions difficiles fussent élucidées, par exemple celle de savoir si la dissociation des molécules liquidogéniques en molécules gazogéniques est absolument totale sitôt après la température critique d'Andrews, ou si elle ne l'est qu'à une température supérieure à celle-ci, laquelle serait la *température de dissociation physique* de M. de Heen, ou encore la *température de parfaite gazéification* de M. J. Traube. En supposant que l'existence d'une telle température fût établie formellement dans l'avenir, son importance changerait beaucoup selon qu'elle se trouverait très voisine de la température critique d'Andrews ou qu'elle en serait éloignée de quantités de l'ordre de 10 ou 15°, par exemple. Ce sont là des questions non encore résolues, qui sont liées intimement à ce qu'on a appelé la persistance de l'état liquide au-dessus de la température critique, et qu'on peut laisser franchement de côté pour le moment, dans l'enseignement du moins.

On remarquera que la théorie I de cet exposé n'est autre que celle de M. P. de Heen et que la théorie IV est celle de M. J. Traube; ce qu'on doit surtout retenir de ce qui précède, c'est que les théories liquidogéniques ne sont pas essentiellement contraires à la théorie classique et que la théorie II en est la meilleure preuve.

SUR LA NOTION DES ÉTATS CORRESPONDANTS ET SUR DIVERS POINTS CORRESPONDANTS REMARQUABLES ;

Par M. Daniel BERTHELOT (1).

La notion des états correspondants est une des idées les plus fécondes qui aient été introduites dans la physique moléculaire depuis un quart de siècle.

Cette idée se ramène à celle des unités spécifiques, conception d'ordre mathématique, mais susceptible d'applications fort importantes aux phénomènes naturels et que les progrès de la chimie ont rendue depuis longtemps familière à tous.

Chacun sait, en effet, que, pour comparer les propriétés calorifiques, optiques, électriques, etc., de corps différents, tels que l'hydrogène, l'oxygène ou l'azote, il convient d'envisager non pas des poids égaux de chacun de ces corps, mais 1 gramme d'hydrogène, 14 grammes d'azote, 16 grammes d'oxygène.

Regnault, au cours de ses mémorables recherches sur la chaleur, exprima l'idée que bien des lois en apparence compliquées se simplifieraient si l'on réussissait à découvrir les véritables unités naturelles avec lesquelles il conviendrait d'évaluer les phénomènes.

Ce desideratum fut rempli par M. Van der Waals (2), qui trouva, en 1880, dans les constantes critiques les unités de pression, de volume et de température propres à chaque corps ; il montra qu'en employant ces unités, les lois de compressibilité, de dilatation, de liquéfaction, de tension de vapeurs, etc., deviennent les mêmes pour tous les fluides, aussi bien d'ailleurs à l'état liquide qu'à l'état gazeux.

Le maître d'Amsterdam étant parvenu à cette théorie en partant de l'équation qui porte son nom, équation basée sur certaines hypothèses moléculaires particulières, on a regardé parfois la règle des états correspondants comme une vérification de ces hypothèses.

C'est en restreindre singulièrement la portée que de l'envisager sous cet angle. Ce qui fait l'intérêt de cette théorie et sa généralité, c'est précisément qu'elle est indépendante de toute supposition cinétique spéciale.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 20 février 1903.

(2) *Académie des Sciences d'Amsterdam;* 25 septembre 1880.

Elle se ramène, en effet, à la notion très générale des unités spécifiques, comme il a été indiqué plus haut. On peut encore la rattacher à l'homogénéité algébrique (Meslin) [1], ou encore à la similitude géométrique des mouvements moléculaires (Kamerlingh-Onnes) [2]. Ce dernier point de vue montre de suite qu'elle s'applique également aux phénomènes de capillarité, de viscosité, etc.

Elle ne suppose rien sur la forme de l'équation caractéristique qui lie le volume, la pression et la température d'un fluide, sinon que cette équation contienne pour chaque corps autant de paramètres que de variables — trois, par conséquent — et qu'on puisse trouver sur le réseau du fluide un ou plusieurs points réels définis par trois conditions analytiques. Les coordonnées de l'un quelconque de ces points peuvent servir d'unités spécifiques.

Sous cette forme générale, la notion des états correspondants se présente à nous comme un concept mathématique qui pourrait très bien n'avoir aucune application physique. De même que les principes thermodynamiques, il est indépendant de la nature des corps et du mécanisme des phénomènes. Et rien ne dit *a priori* si les propriétés des fluides réels permettent de déterminer un grand nombre de ces points singuliers, aptes à fournir des unités spécifiques pour p, v, T, ou si, au contraire, il n'en existe aucun.

M. Van der Waals montra précisément dans son premier mémoire que le point critique, dont la signification physique est bien connue depuis les expériences de Cagniard de La Tour et d'Andrews, est apte à jouer ce rôle. Il en donna des exemples décisifs, et divers physiciens, parmi lesquels il convient de citer en première ligne M. Mathias, développèrent brillamment ce point de vue physique.

D'autres physiciens, comme M. Curie [3], firent remarquer la possibilité théorique d'une infinité de points jouissant de propriétés analogues ; mais on n'avait encore jamais signalé jusqu'ici de tels points ayant une réalité physique et entièrement indépendants des constantes critiques.

Au cours de mes études sur les propriétés des fluides, j'ai reconnu l'existence de trois points de ce genre [4], n'ayant aucun rap-

---

(1) *C. R.*, t. CXVI ; 1893.

(2) *Académie des Sciences d'Amsterdam* ; 1881 ; — et *Archives néerlandaises*, t. XXX ; 1896.

(3) *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, t. XXVI ; 1891.

(4) *C. R.*, t. CXXVIII, p. 606, 1899 ; t. CXXX, p. 1379 ; 1900 ; — *Archives néerlandaises* (livre jubilaire du Prof. Lorentz), t. V, p. 417 ; 1900.

port avec le point critique. L'équation de Van der Waals les prévoit, et les expériences de M. Amagat permettent d'assigner leur position exacte pour les fluides réels.

Ces divers points se présentent naturellement quand on étudie les effets thermiques de la détente des fluides, soit dans le vide, soit dans les conditions de l'expérience classique de Joule et lord Kelvin (passage d'un courant gazeux uniforme à travers une paroi poreuse). Dans cette dernière expérience, l'effet thermique observé est la somme de deux effets[1] :

1° *L'effet thermique équivalent à la variation* ΔU *de l'énergie interne du gaz.* — Cet effet serait le seul que l'on observerait si la détente s'effectuait dans le vide. Gay-Lussac, le premier, tenta l'expérience sous cette forme et obtint un résultat négatif sur lequel s'appuya Mayer pour justifier son mode de calcul de l'équivalent mécanique au moyen de la différence entre les deux chaleurs spécifiques des gaz. Plus tard, Joule, puis Regnault ne parvinrent pas davantage à mettre cet effet en évidence. Il est probable qu'avec les thermomètres très sensibles à résistance électrique dont on dispose aujourd'hui, l'expérience réussirait mieux. On désigne souvent sous le nom de *loi de Joule* la proposition d'après laquelle cet effet serait nul.

2° *L'effet thermique équivalent au travail extérieur* $\Delta(pv)$, *dû à ce que le gaz ne suit pas exactement la loi de Mariotte.* — Supposons que l'on répète l'expérience de Joule et lord Kelvin en partant d'une pression initiale p et en détendant le fluide jusqu'à une pression nulle, et admettons que le fluide obéisse à l'équation de Van der Waals; le calcul indique l'existence des quatre lieux géométriques suivants, qui sont marqués sur la *fig.* 1 :

$\Delta(pv)$ maximum	Parabole 1
$\Delta(pv)$ nul..................	Parabole 2
$[\Delta(pv) + \Delta U]$ maximum....	Parabole 3
$[\Delta(pv) + \Delta U]$ nul..........	Parabole 4

La *fig.* 1 donne les paraboles 1, 2, 3, 4, telles qu'elles résultent de l'équation de Van der Waals et la *fig.* 2 telles qu'elles résultent de l'expérience, lorsque l'on adopte la représentation géométrique suivante : on trace le réseau des isothermes en portant en abscisses les

[1] Cf. Van der Waals, *Continuité, etc.*, chap. xi; — et Bouty, *J. de Phys.*, 2e série, t. VIII, p. 20; 1889.

pressions p et en ordonnées les produits pv. L'emploi de la variable pv est avantageux dans les questions relatives à l'énergie des fluides, parce que ce produit a les mêmes dimensions qu'un travail.

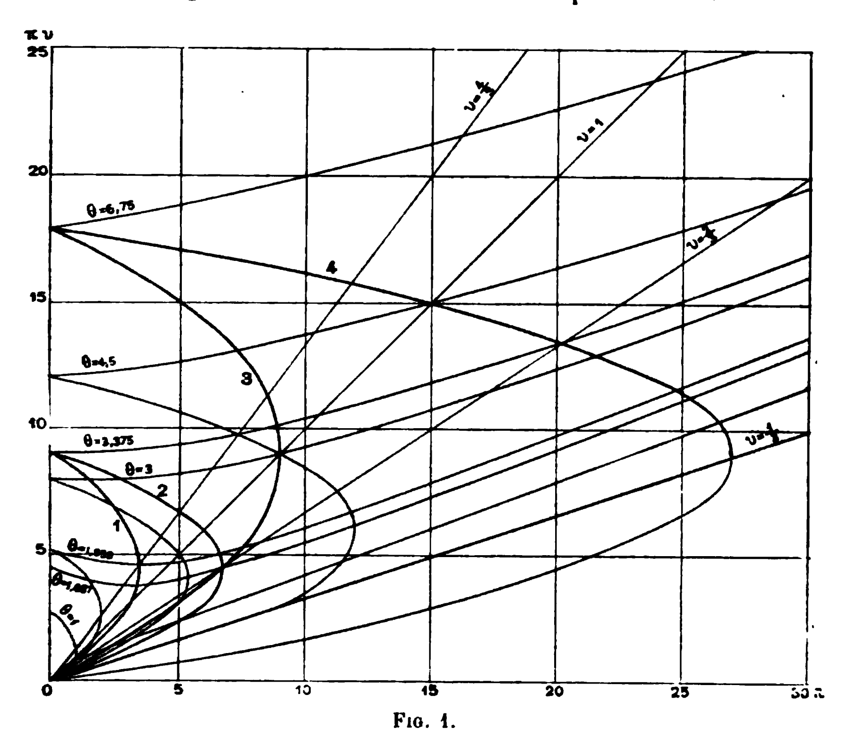


Fig. 1.

Les lieux 1, 2, 3, 4 se calculent facilement si l'on admet l'équation de Van der Waals :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathrm{RT},$$

en remarquant que, si l'on considère les variations d'énergie interne et totale entre un volume infini et un volume v sur un isotherme donné, l'on a :

$$\Delta \mathrm{U} = \frac{a}{v}$$

$$\Delta \mathrm{U} + \Delta (pv) = \frac{2a}{v} - \frac{\mathrm{RT}b}{v - b}.$$

Il suffit d'écrire que les quantités $\Delta\,(pv)$ ou $\Delta \mathrm{U} + \Delta\,(pv)$ s'annulent

ou prennent leurs valeurs maxima, puis d'effectuer les changements de coordonnées voulus pour obtenir les lieux 1, 2, 3, 4.

Ce mode de calcul peut toujours s'appliquer si l'on suppose connue l'équation caractéristique du fluide.

Mais, si l'on envisage le cas des fluides réels dont l'équation caractéristique n'est pas connue exactement, on peut concevoir deux méthodes très différentes pour déterminer ces lieux géométriques.

La première repose sur des expériences purement thermiques. La variation ΔU répond à l'expérience Gay-Lussac-Joule (détente dans le vide), et la variation $\Delta U + \Delta (pv)$ à l'expérience Joule-Kelvin (détente à travers une paroi poreuse). Il suffirait donc d'effectuer, à des pressions croissantes, sur les divers isothermes, l'une et l'autre de ces expériences, pour obtenir tous les lieux considérés. Il ne serait d'ailleurs pas nécessaire de déterminer les quantités de chaleur ou les variations de température en valeur absolue; un simple thermoscope, pourvu qu'il fût suffisamment sensible (à résistance électrique, par exemple), suffirait.

Ces mesures thermiques sont fort difficiles, puisque l'effet Gay-Lussac-Joule n'a jamais donné de résultats positifs jusqu'ici, et que les observations de Joule et Kelvin (exception faite pour un travail de M. Natanson sur l'acide carbonique) n'ont été répétées par personne.

Mais on peut suppléer à cette lacune expérimentale en s'appuyant sur les relations que la thermodynamique fait connaître entre les effets de la détente suivant le procédé Gay-Lussac-Joule et suivant le procédé Joule-Kelvin, d'une part, et les variables p, v, T et leurs dérivées, d'autre part.

Soit α le coefficient vrai de dilatation sous pression constante à la température absolue T :

$$\alpha = \frac{1}{v}\frac{dv}{dT};$$

soit $\frac{\partial t}{\partial p}$ le refroidissement pour une différence de pression égale à l'unité dans l'expérience Joule-Kelvin de la paroi poreuse; soient C la chaleur spécifique du gaz sous pression constante, E l'équivalent mécanique de la calorie : lord Kelvin a montré que :

$$(1) \qquad EC\frac{\partial t}{\partial p} = v(\alpha T - 1).$$

C'est cette relation qui lui a servi à ramener à l'échelle absolue les indications des thermomètres à pression constante.

Si l'on désigne : par β, le coefficient dit de dilatation sous volume constant :

$$\beta = \frac{1}{p}\frac{dp}{dT};$$

par $\frac{\partial t}{\partial v}$, le refroidissement pour une différence de volume égale à l'unité pendant l'expérience de Gay-Lussac et Joule sur la détente du gaz dans le vide ; par c, la chaleur spécifique du gaz sous volume constant : on démontre sans difficulté la relation thermodynamique analogue :

$$\text{(2)} \qquad Ec\frac{\partial t}{\partial v} = p(\beta T - 1),$$

qui pourrait servir à ramener à l'échelle absolue les indications des thermomètres à gaz à volume constant, si c et $\frac{\partial t}{\partial v}$ étaient connus par des expériences directes.

Admettons maintenant que l'on répète l'expérience de Joule et Kelvin sous des pressions progressivement croissantes et en poussant la détente jusqu'à une pression nulle, voici ce qui se passe.

Sur un isotherme donné (par exemple les isothermes $\theta = 1$, ou $\theta = 1{,}687$, ou $\theta = 1{,}898$, qui sont figurés sur le diagramme), le produit pv commence par diminuer quand la pression croît, puis, comme l'ont montré les expériences de MM. Cailletet et Amagat, atteint un minimum à partir duquel il augmente.

En ce point, le refroidissement dû au travail externe $pv - p_0v_0$ (p_0v_0 étant la valeur qui répond à une pression nulle sur l'isotherme considéré) est maximum.

Par suite : *la parabole* 1 *est le lieu des points où le refroidissement dû au travail externe dans l'expérience de Joule et lord Kelvin est maximum.*

La fonction $\Delta(pv)$ étant maximum, la dérivée de pv s'annule :

$$\frac{d(pv)}{dp} = 0.$$

Telle est la condition analytique qui définit ce lieu.

On peut dire que : *la parabole 1 est le lieu des points où le fluide suit la loi de Mariotte.*

Admettons que le fluide suive la formule de Van der Waals, et adoptons, pour abréger l'écriture, les variables réduites

$$\pi = \frac{p}{p_c}, \qquad \upsilon = \frac{v}{v_c}, \qquad \theta = \frac{T}{T_c},$$

c'est-à-dire les rapports de la pression p, du volume v, de la température T à leurs valeurs critiques; posons de plus

$$\pi\upsilon = \Phi;$$

le calcul montre que le lieu défini par la relation

$$\frac{d\Phi}{d\pi} = 0$$

a pour équation :

$$\pi = \Phi\,\frac{9 - \Phi}{6}.$$

C'est la parabole désignée par le chiffre 1 sur la *fig.* 1.

Si l'on ne connaît pas l'équation caractéristique et si l'on possède seulement le réseau expérimental des isothermes, le lieu 1 peut être tracé en joignant les points qui répondent aux ordonnées minima sur les isothermes successifs.

Continuons à faire croître la pression initiale; le refroidissement augmente toujours; il arrive un moment où le produit pv reprend la valeur RT caractéristique de l'état gazeux parfait. En ce point, le travail extérieur $pv - p_0v_0$ est nul. Le refroidissement dans l'expérience Joule-Kelvin est dû uniquement au travail interne.

Ce lieu est donc défini par la condition thermodynamique :

$$\int_0^p C\,\frac{\partial t}{\partial p}\,dp = \int_\infty^v c\,\frac{\partial t}{\partial v}\,dv$$

$\frac{\partial t}{\partial p}$ se rapportant à l'effet Joule-Kelvin et $\frac{\partial t}{\partial v}$ à l'effet Gay-Lussac-Joule.

La parabole 2 est le lieu des points où le refroidissement dû au travail extérieur dans l'expérience Joule-Kelvin est nul; le refroidis-

sement observé est dû uniquement au travail interne et en fournit la mesure.

On pourrait donc fixer la parabole 2 par une méthode thermique; c'est le lieu des points où le refroidissement est le même avec la détente dans le vide et avec la détente à travers une paroi poreuse.

En se reportant aux équations (1) et (2), on voit que la relation thermodynamique qui définit ce lieu peut être remplacée par la relation analytique :

$$\int_0^p \left[\frac{\partial\left(\frac{v}{T}\right)}{\partial T}\right]_p dp = \int_\infty^v \left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial T}\right]_v dv.$$

Si le fluide suit la formule de Van der Waals, la parabole 2 a pour équation :

$$\pi = \Phi\frac{9-\Phi}{3}.$$

Si l'on ignore l'expression algébrique de la fonction $f(p, v, T) = 0$ et si l'on connaît seulement les isothermes, tels que les donne l'expérience, on déterminera les divers points du lieu 2 en prenant les intersections des isothermes successifs avec les parallèles à l'axe $0p$ menées par l'origine de ces isothermes.

Si, dans l'expérience de détente à travers une paroi poreuse, la pression croît encore et si l'on dépasse sur un isotherme la parabole 2, le refroidissement augmente, puis atteint un maximum. En ce point, sa dérivée s'annule. On a donc :

$$[\Delta(pv) + \Delta U] \text{ maximum}$$

ou :

$$\frac{\partial t}{\partial p} = 0.$$

La parabole 3 est le lieu des points où le refroidissement total dans l'expérience Joule-Kelvin est maximum.

En vertu de l'équation (1), la relation thermodynamique précédente peut être mise sous la forme

$$\left[\frac{\partial\left(\frac{v}{T}\right)}{\partial T}\right]_p = 0$$

ou encore :

$$\alpha T - 1 = 0.$$

La parabole 3 est le lieu des points où le coefficient de dilatation vrai est égal à l'inverse de la température absolue, c'est-à-dire où le fluide suit la loi de Gay-Lussac.

Ce lieu a pour équation, si le fluide suit la formule de Van der Waals :

$$\pi = \Phi \frac{18 - \Phi}{9}.$$

Si l'on veut déterminer ce lieu avec les données expérimentales, il suffit de tracer un réseau de lignes isobares ou d'égale pression en portant en abscisses les températures, en ordonnées les produits $\frac{pv}{RT}$, et de tracer la courbe qui passe par les maxima et les minima des ordonnées.

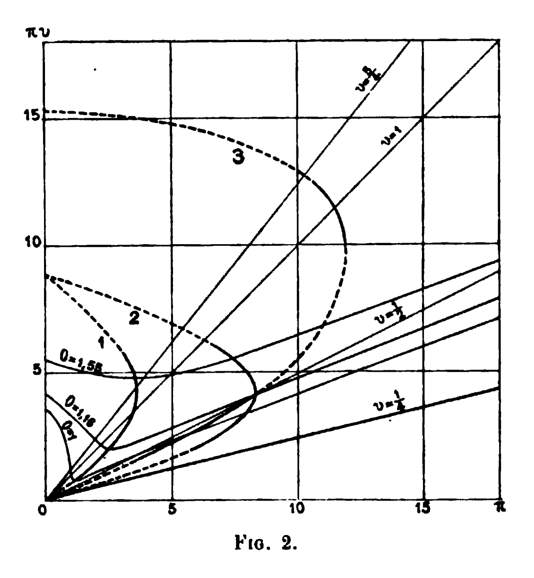


Fig. 2.

C'est ce que j'ai fait au moyen des données de M. Amagat sur l'azote, l'air et l'oxygène, qui m'ont servi à déterminer dans un travail antérieur ([1]) le sommet de la courbe que j'ai désigné sous le nom de point de rétrogradation de l'effet Joule-Kelvin.

([1]) *C. R.*, t. CXXX, p. 1379; 1900; — et *Archives néerlandaises, loc. cit.*

J'ai utilisé de plus, pour la *fig.* 2 du présent mémoire, les données du même physicien sur l'acide carbonique et l'éthylène d'après lesquelles est tracée la partie inférieure de la courbe.

Cette courbe joue un rôle important dans la théorie des machines où l'on utilise la détente à la manière de Joule et Kelvin pour produire un refroidissement.

La parabole 3 *est le lieu des points de rendement maximum de la machine de Linde*, qui est très employée aujourd'hui pour liquéfier les gaz.

La théorie usuelle que l'on en donne en admettant que le refroidissement est proportionnel à la différence de pression est peu correcte : cette proposition n'a été établie par Joule et Kelvin que pour les faibles pressions; et de ce qui précède, il résulte que l'expérience montre qu'il n'en est plus de même sous de fortes pressions.

Je noterai en passant que, si l'on dessinait la courbe de liquéfaction indiquée par la formule de Van der Waals, on verrait que la parabole 3 la coupe. On sait d'ailleurs, depuis longtemps, que la dilatation des liquides, qui est d'habitude plus faible que celle des gaz, peut la surpasser dans la région critique.

Augmentons encore la différence de pression et dépassons la parabole 3. Le travail interne tend toujours à refroidir le gaz, mais le travail externe, qui est négatif, tend à le réchauffer. Il arrive un moment où ces deux effets se balancent. Le lieu des points où la variation d'énergie interne à partir de l'état gazeux parfait est égale et de signe contraire à la variation d'énergie externe est la parabole 4.

Ce lieu est défini par la relation thermique

$$|\Delta (pv) + \Delta U| = 0,$$

ou par la condition analytique

$$\int_0^p \left[\frac{\partial\left(\frac{v}{T}\right)}{\partial T}\right]_v dp = 0.$$

La parabole 4 *est le lieu des points où le refroidissement total est nul.*

Elle a pour équation :

$$\pi = \Phi \frac{18 - \Phi}{3}.$$

Si la pression augmente encore, il y a échauffement dans l'expérience Joule-Kelvin.

Le plan est séparé par les quatre paraboles précédentes en plusieurs régions. Dans la région extérieure à la parabole 4, il y a toujours échauffement même sous les plus faibles pressions. C'est ce qui a lieu si la température est supérieure à 6,75 T_c ; tel est le cas de l'hydrogène à la température du laboratoire.

Les paraboles 1 et 2, d'une part, 3 et 4, d'autre part, coupent l'axe des ordonnées aux mêmes points. La parabole 3 coupe la parabole 2 en son sommet. Il en résulte que, si la température est inférieure à 1,687 T_c, l'isotherme coupe la parabole 3 avant la parabole 2 ; mais, si l'on a $T > 1{,}687\,T_c$, l'isotherme coupe 2 avant 3.

Les lignes d'égal volume, avec les coordonnées adoptées ici, sont les droites qui passent par l'origine ; j'ai figuré sur le diagramme celles qui passent par les sommets des paraboles.

La partie du plan située au-dessous de la droite $\nu = \frac{1}{3}$ correspond à des volumes plus petits que le covolume, c'est-à-dire physiquement irréalisables.

J'ai tracé également sur le diagramme pour les divers isothermes figurés, non seulement la courbe des valeurs de $\pi\nu$, laquelle permet d'obtenir la variation $\pi\nu - \pi_0\nu_0$ de l'énergie externe pendant la détente à travers une paroi poreuse, entre une pression quelconque π et la pression nulle π_0, mais encore les courbes qui donnent à partir de $\pi_0\nu_0$ la variation de l'énergie interne en coordonnées réduites. Ces courbes sont des paraboles. Pour l'isotherme $\theta = 6{,}75$, la courbe ΔU se confond avec la parabole 4, et, pour l'isotherme $\theta = 3{,}375$, avec la parabole 2.

L'examen de la *fig.* 1 fait ressortir diverses propriétés de ces courbes qu'il serait trop long de rapporter ici, et qui seront indiquées dans un travail plus développé.

On y trouvera également la forme que prennent les équations de ces divers lieux, si l'on suppose que l'attraction moléculaire n'est pas constante, mais varie en raison inverse de la température, ainsi qu'une discussion détaillée des données expérimentales [1].

---

(1) D. Berthelot, *Sur les thermomètres à gaz*, 1 vol. de 116 pages. Extrait du tome XIII des *Travaux et Mémoires du Bureau international des poids et mesures*, 1903. La discussion du sujet abordé ici occupe les pages 53-80 de ce mémoire.

Les sommets des paraboles 1, 2, 3 et 4 sont des points définis par des conditions analytiques aussi précises que le point critique: leurs coordonnées sont par suite aptes à fournir des unités réduites.

Soient :

p_c, v_c, T_c les coordonnées du point critique;
p_a, v_a, T_a celles du sommet de la parabole 1 ;
p_f, v_f, T_f, celles du sommet de la parabole 2 ;
p_b, v_b, T_b, celles du sommet de la parabole 3.

On peut adopter les quatre systèmes d'unités réduites suivants:

$$\pi = \frac{p}{p_c}, \qquad \upsilon = \frac{v}{v_c}, \qquad \theta = \frac{T}{T_c}$$
$$P = \frac{p}{p_a}, \qquad V = \frac{v}{v_a}, \qquad \varpi = \frac{T}{T_a}$$
$$P = \frac{p}{p_f}, \qquad W = \frac{v}{v_f}, \qquad \vartheta = \frac{T}{T_f}$$
$$\Pi = \frac{p}{p_b}, \qquad \Upsilon = \frac{v}{v_b}, \qquad \Theta = \frac{T}{T_b}.$$

L'équation de Van der Waals prend les formes réduites suivantes, selon que l'on adopte pour unités:

1° Les coordonnées du point critique:

$$\left(\pi + \frac{3}{\upsilon^2}\right)\left(\upsilon - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\theta;$$

2° Les coordonnées du sommet de la parabole 1 :

$$\left(P + \frac{1}{2V^2}\right)\left(V - \frac{1}{4}\right) = \frac{9}{8}\varpi;$$

3° Les coordonnées du sommet de la parabole 2 :

$$\left(P + \frac{1}{W^2}\right)\left(W - \frac{1}{2}\right) = \vartheta;$$

4° Les coordonnées du sommet de la parabole 3 :

$$\left(\Pi + \frac{1}{3\Upsilon^2}\right)\left(\Upsilon - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{9}\Theta.$$

Ce qui fait l'intérêt physique de la discussion précédente, c'est que, en se servant des valeurs trouvées par M. Amagat dans ses

recherches sur la statique des fluides, on constate que l'allure des phénomènes est bien celle qu'indique l'équation de Van der Waals, et que les paraboles 1, 2, 3 et 4 ont une existence expérimentale.

La parabole 1 a été figurée par M. Amagat lui-même sur les diagrammes qu'il a donnés pour représenter les réseaux de l'acide carbonique et de l'éthylène : c'est ce qu'il a appelé *le lieu des ordonnées minima*.

J'ai tracé d'après ses nombres cette parabole (en coordonnées réduites) sur la *fig.* 2, où j'ai dessiné également d'après les nombres du même auteur sur l'acide carbonique, l'air et l'azote, les paraboles 2 et 3.

Si la forme générale des courbes est bien celle qu'indique l'équation de Van der Waals, les valeurs numériques des coordonnées ne présentent avec celle-ci qu'un accord imparfait. C'est ce qui ressort du tableau suivant, où j'ai mis en regard les valeurs théoriques et expérimentales des sommets des diverses paraboles. J'y ai inscrit les températures, les pressions et les volumes réduits, ainsi que les valeurs trouvées pour le rapport V_m du volume idéal du gaz (volume qu'il aurait s'il suivait la loi de Mariotte sous toutes les pressions, à la température considérée) à son volume réel.

	θ		π		φ		V_m	
	V. der Waals	Expérience	V. der Waals	Expérience	V. der Waals	Expérience	V. der Waals	Expérience
1° Point critique..	1	1	1	1	1	1	2,666	3,6
2° Sommet de la parabole 1.....	1,898	1,50	3,375	3,5	1,333	1,25	1,125	1,24
3° Sommet de la parabole 2......	1,6875	1,16	6,750	8,3	0,666	0,50	1	1
4° Sommet de la parabole 3.....	3	2,4	9	11,5	1	0,9	0,888	0,80

On peut encore évaluer le volume du fluide en ces divers points en fonction du covolume b ou volume minimum du fluide. On trouve ainsi :

	D'après l'équation de Van der Waals	D'après l'expérience
Point critique............	$3b$	$4b$
Sommet de la parabole 1..	$4b$	$5b$
Sommet de la parabole 2..	$2b$	$2b$
Sommet de la parabole 3..	$3b$	$4b$
Sommet de la parabole 4..	b	b

Le plus important de ces divers points, au point de vue thermodynamique, est le sommet de la parabole 2, qui se trouve d'ailleurs sur la parabole 3. Comme le montre de suite l'équation réduite donnée plus haut, en ce point :

1° *La pression interne du gaz est égale à la pression externe ;*

2° *Le volume réel du gaz est égal à son volume idéal ;*

3° *Ce volume est le double du covolume.*

Les observations de M. Amagat sur l'acide carbonique et l'éthylène permettent de fixer avec précision les coordonnées de ce point. Pour l'acide carbonique, par exemple :

$$T_f = 80°, \qquad p_f = 606 \text{ atmosphères}$$
$$p_f v_f = 1{,}29 \text{ (en posant } pv = 1 \text{ à } 0° \text{ et } 1 \text{ atmosphère)}$$

On reconnaît au moyen de ces valeurs que les trois propriétés indiquées plus haut sont vérifiées par l'expérience.

La variation d'énergie interne et la variation d'énergie totale, à partir de l'état gazeux parfait jusqu'à ce point, sur l'isotherme de ce point, sont égales entre elles.

D'après l'équation de Van der Waals, l'une et l'autre (évaluées en coordonnées réduites) seraient égales à l'unité.

Au point de vue thermodynamique, ce point est donc fort intéressant. De toutes les formes réduites de l'équation de Van der Waals, celle qu'il fournit n'est pas seulement la plus simple, mais aussi la plus exacte. Dans l'examen des problèmes relatifs à l'énergie des fluides, il joue un rôle considérable et analogue à celui que joue le point critique dans les questions relatives au passage de l'état liquide à l'état gazeux ou aux équilibres entre ces deux états. Dans les questions thermiques, le point critique ne joue qu'un rôle effacé, et ne se trouve même pas sur une des paraboles 1, 2, 3 ou 4.

On peut dire que : *si les coordonnées du point critique fournissent les unités naturelles avec lesquelles il convient de traiter les problèmes relatifs à la liquéfaction, aux tensions de vapeur, etc., les coordonnées du sommet de la parabole 2 fournissent les unités naturelles à introduire dans les problèmes relatifs à l'énergie des fluides, à l'évaluation des forces moléculaires*, etc.

Il n'a pas été question dans la discussion précédente du sommet de la parabole 4 comme apte à fournir les éléments d'une équation réduite. C'est qu'en effet deux de ses coordonnées prennent des valeurs limites : la température est égale au zéro absolu et le volume

est égal au covolume. La pression seule a une valeur finie : elle est égale à vingt-sept fois la pression critique.

On rencontre plusieurs points singuliers du même ordre dans les études thermométriques : l'une des coordonnées (pression) devient nulle; la seconde (volume) devient infinie, la troisième (température) conservant une valeur finie.

J'ai signalé, dans la théorie du thermomètre à pression constante, cinq de ces points, dont les températures T_1, T_2, T_3, T_4, T_6 sont liées, si l'on admet l'équation de Van der Waals, par les relations :

$$T_1 = \frac{T_2}{2} = \frac{T_3}{3} = \frac{T_4}{4} = \frac{T_6}{6}.$$

Sous de faibles pressions, l'écart à la loi de Mariotte s'annule en T_4 ; l'écart à la loi d'Avogadro-Ampère s'annule en T_1, est maximum en T_2 et présente un point d'inflexion en T_3 ; l'écart à la loi de Gay-Lussac s'annule en T_2, est maximum en T_4 et présente un point d'inflexion en T_6.

Les lieux géométriques 1, 2, 3, 4 sont les seuls que prévoit l'équation de Van der Waals, quand on répète l'expérience de Joule et lord Kelvin sous des pressions croissantes. D'après cette équation, la pression interne étant de forme $\frac{a}{v^2}$, le travail effectué contre les forces d'attraction moléculaire, lors de la détente d'un gaz dans le vide, ne pourrait jamais s'annuler.

Mais on sait que d'autres auteurs, tels que Maxwell, admettent au contraire que les actions moléculaires peuvent devenir répulsives, sous des pressions suffisamment fortes.

L'ensemble des expériences de M. Amagat, et particulièrement ses résultats sur l'hydrogène, indiquent que c'est cette dernière proposition qui est la vraie, et qu'à des températures suffisamment élevées ou sous des pressions suffisamment fortes, la pression interne devient négative.

Il en résulterait l'existence de deux nouveaux lieux géométriques répondant aux relations :

ΔU maximum................	Lieu 5
ΔU nul......................	Lieu 6

Ces deux lieux paraissent admettre pour asymptotes l'axe des ordonnées $p = o$ et la droite $v = b$ qui répond au covolume.

Ces lieux auraient la forme d'hyperboles. On pourrait les calculer avec les équations caractéristiques qui admettraient que la pression interne peut devenir négative.

Le lieu 5 est le lieu des points où le refroidissement dû au travail interne est maximum. La dérivée de l'effet Gay-Lussac-Joule s'y annule. C'est le lieu des points où le gaz suit la loi de Charles, c'est-à-dire où le coefficient de dilatation sous volume constant est égal à l'inverse de la température absolue.

Il est défini par la condition :

$$\left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial T}\right]_v = 0,$$

ou encore :

$$\beta T - 1 = 0.$$

Si donc on trace un réseau d'isochores ou lignes d'égal volume en portant en abscisses les températures, en ordonnées les produits $\frac{pv}{RT}$, le lieu en question est le lieu des maxima et des minima des ordonnées.

Tel serait le moyen graphique le plus simple pour déterminer ce lieu avec les données expérimentales, indépendamment de toute équation caractéristique.

Enfin, sous des pressions encore plus fortes, on rencontrerait un *lieu géométrique 6 formé des points pour lesquels le refroidissement dû au travail interne serait nul et au delà duquel il y aurait échauffement.*

Ce lieu serait défini par la condition :

$$\int_\infty^v \left[\frac{\partial\left(\frac{p}{T}\right)}{\partial T}\right]_v dv = 0.$$

Si l'on admet, comme l'expérience paraît l'indiquer, que les lieux 5 et 6 sont des hyperboles, leurs sommets sont deux nouveaux points dont les coordonnées pourraient servir d'unités réduites.

On remarquera que les pressions en l'un et l'autre de ces points seraient encore beaucoup plus fortes que celles des sommets des paraboles 1, 2, 3, qui elles-mêmes surpassaient déjà beaucoup la pression critique. C'est ainsi que l'expérience donne pour l'acide car-

bonique $p_c = 73$ atmosphères et $p_f = 606$ atmosphères, et pour l'azote $p_b = 34$ atmosphères et $p_b = 408$ atmosphères. On voit par là quel intérêt présenteraient des études nouvelles sur les propriétés des gaz sous de très fortes pressions.

On peut regretter que les physiciens qui se sont consacrés depuis vingt ans à cet ordre d'études aïent fixé d'une manière un peu exclusive leur attention sur le point critique, et aient rarement dépassé des pressions doubles ou triples de la pression critique. Si nous n'avions pas les admirables séries de M. Amagat, il n'existerait dans la science aucune mesure permettant de vérifier l'existence physique et de fixer les coordonnées des points remarquables signalés précédemment.

Quoi qu'il en soit, l'étude précédente donne un exemple nouveau de la fécondité de la notion des états correspondants et met en lumière, entre autres résultats intéressants, l'existence d'un point dont les coordonnées représentent, mieux que celles du point critique, les véritables unités spécifiques avec lesquelles il convient d'évaluer les grandeurs moléculaires.

ÉTUDE DES ANOMALIES DU CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE SUR LE PUY DE DOME ;

Par MM. B. BRUNHES et P. DAVID.

Les quelques mesures effectuées par M. Moureaux dans le Massif Central, au cours de ses belles recherches sur la carte magnétique de la France, ont montré qu'il y avait au Centre de la France des anomalies réclamant une étude minutieuse.

Nous nous sommes proposé, cet été, de commencer l'étude de la chaîne des Puys. Une première mesure de déclinaison sur le Puy de Dôme même nous a donné un nombre (17°) différent de 3° de celui qui résultait de l'unique observation de M. Moureaux au Puy de Dôme, en 1884. Une seconde mesure, à quelques mètres de distance, nous ayant donné 19°, nous avons conclu à la nécessité d'étudier, point par point, le champ terrestre sur la montagne, avant d'aborder l'étude des puys voisins.

La présente étude contient le résumé de nos mesures tout autour

du point culminant du Puy de Dôme, à une distance horizontale d'environ 150 mètres dans toutes les directions. Pour cette seule surface, qui comprend le sommet même de la montagne et une partie des pentes est et sud, on a effectué 58 mesures de déclinaison, 54 de composante horizontale; en 48 points de la carte ci-jointe, on a fait les deux mesures. L'inclinaison n'a pu encore être mesurée qu'en un trop petit nombre de points.

Pour faire assez rapidement des mesures aussi nombreuses, on a dû avoir recours à des méthodes appropriées. On s'est servi d'une boussole d'arpenteur donnant les 10′, et, avec un peu d'habitude, les 5′. On visait un repère, la cathédrale de Clermont à l'est, ou le pic de Sancy au sud-ouest. Ces directions étaient corrigées, pour les rapporter à ce qu'elles auraient été si la visée avait été faite du centre de la tour de l'Observatoire; il suffisait, pour cette correction de parallaxe, d'avoir la distance à la tour du point choisi, — ce que donnait immédiatement la mesure du diamètre apparent de la tour vue de ce point, — et la direction de la ligne joignant la tour au point choisi, qu'on obtenait par une visée faite de la tour. (Pour les points situés sur les pentes et non visibles de la tour, on prenait comme repère une station intermédiaire.)

La mesure rapide de la composante horizontale se faisait avec la même boussole d'arpenteur, employée comme boussole des sinus. Un barreau aimanté fixe était disposé sur un support approprié, au-dessus de la boussole, dans une direction horizontale parallèle à la ligne des repères 0°-180° de la boussole. On tourne tout l'appareil jusqu'à ce que l'aiguille mobile ait pris la direction 90°-270° perpendiculaire au barreau fixe; puis on retire ce barreau; et l'aiguille mobile, désormais soumise au champ terrestre seul, dévie jusqu'à une division qui, dans nos observations, était voisine de 45°. La valeur moyenne de cette déviation peut être réglée à volonté en disposant de la hauteur du support. En choisissant 45°, on avait l'avantage que la mesure fait connaître, par son rapport au champ magnétique moyen, la composante Nord du champ local, avec la même précision que la mesure de la déclinaison par le même appareil en a fait connaître la composante Ouest.

En un certain nombre de points, on a fait des mesures absolues à l'aide du théodolite Brunner, appartenant à l'Observatoire du Parc Saint-Maur.

Les résultats de ces mesures ont montré que la déclinaison est à

peu près normale sur une ligne passant par le centre de la tour et inclinée de 15° vers l'ouest par rapport au méridien géographique. Elle est plus faible à l'ouest, où elle atteint une valeur minima, 12° 10′, à 45 mètres du centre, dans une direction W. 15° S. Elle est plus forte à l'est, où elle présente un maximum relatif de 19° 25′ à 101 mètres du centre de la tour. Quand on s'éloigne vers l'est, la déclinaison varie très peu, elle est égale à 10° 5′ à 200 mètres de la tour, en un point situé à 80 mètres de hauteur verticale au-dessous du sommet, et repasse par un autre maximum, égal à 19° 45′, à 300 mètres environ à l'est de la tour, en un point situé sur la pente qui regarde Clermont, à 150 mètres en contre-bas du sommet. Les mesures sur ces pentes qui varient entre 38° et 43° sont particulièrement pénibles.

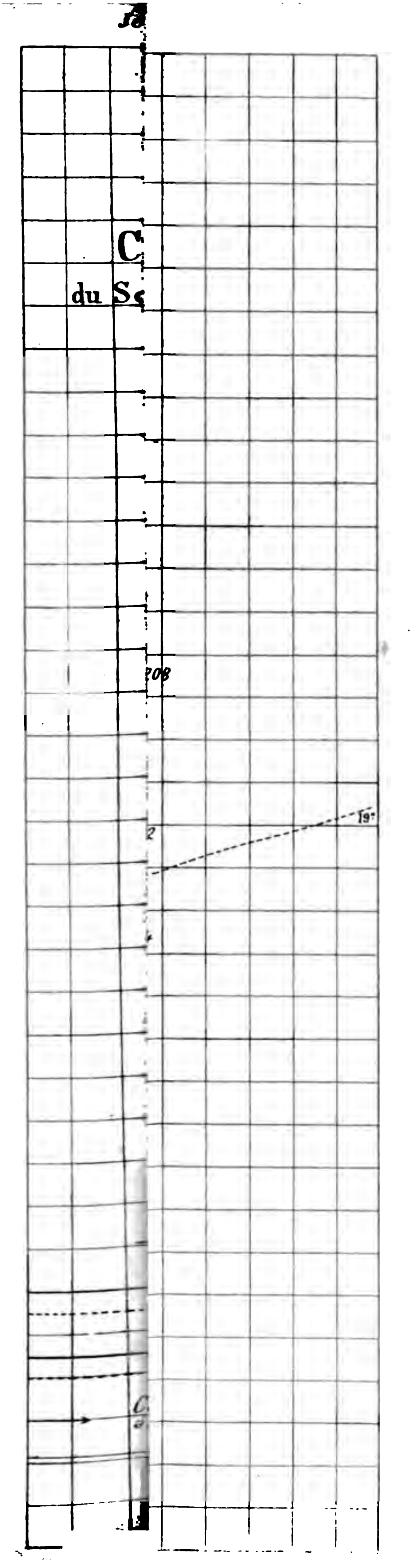
Les derniers points signalés ici ne figurent pas sur la carte, qui s'étend moins loin ; nous les citons seulement parceque ces mesures montrent bien qu'il ne s'agit pas d'un centre de perturbation défini, voisin du sommet de la montagne, et dû, soit à des constructions anciennes ou modernes, soit à des filons limités d'oligiste. C'est la montagne entière qui paraît être un pôle boréal, comme le montrent aussi les mesures de composante horizontale, — et quelques mesures de composante verticale, qui donnent une composante verticale à anomalie positive, et beaucoup moins variable sur le sommet même que les autres éléments.

La composante horizontale est minimum au nord, exactement dans la direction N. 15° W. à 100 mètres de la tour : elle prend en ce point la valeur 0,193 C. G. S.

Elle présente un maximum relatif au sud, à 156 mètres de la tour ; ce maximum a pour valeur 0,225 C. G. S. L'écart entre deux points distants de 250 mètres atteint donc la valeur énorme de 32 unités du troisième ordre, de même que l'écart entre les valeurs de la déclinaison est de plus de 7° entre deux points distants de moins de 150 mètres.

Pour trouver de pareilles anomalies, il faut sortir de France et se reporter, par exemple, aux mesures de MM. Rücker et Thorpe sur l'île de Canna, en Ecosse.

La carte jointe au présent mémoire représente les lignes isogones, les lignes d'égale composante horizontale, et on a figuré, en un certain nombre de points, par un vecteur de grandeur et de direction convenables, le *champ perturbateur*, en adoptant pour valeur normale du champ dans la surface étudiée un champ incliné de 15° 30′ vers



C
du S
208
2

l'ouest du méridien géographique, et d'une intensité horizontale égale à 0,209.

Les flèches figurant ces vecteurs montrent nettement que le champ perturbateur est dirigé vers le sommet. Il eût été spécialement intéressant de faire des mesures au voisinage de ce sommet même ; elles ont été faites en grand nombre, mais n'ont donné que des résultats très irréguliers, dus sans doute à la présence de la tour de l'Observatoire, qui occupe exactement ce sommet ; immédiatement autour, on a obtenu des déclinaisons variant entre 12° et 16°, très irrégulièrement. La régularité dans la variation du champ perturbateur commence à 25 mètres environ du centre de la tour dans toutes les directions.

Cette remarque a une importance pratique : si, comme nous en avons l'intention, nous arrivons à installer des appareils enregistreurs faisant connaître la variation *dans le temps* du champ magnétique terrestre en un point où ce vecteur présente une forte anomalie dans l'espace, nous ne pourrons pas établir ces appareils dans la tour d'observation, ni à son voisinage immédiat : il faudra construire un pavillon magnétique en un point éloigné de quelques dizaines de mètres au moins. Il serait intéressant, en un point présentant, par exemple, une anomalie notable de la composante horizontale, d'y étudier la variation de cette composante et de comparer sa variation *absolue* et sa variation *relative* avec la variation en un point normal où la valeur de la composante serait la même.

Quelques mesures faites sur d'autres sommets nous ont donné des résultats analogues : quelques-uns paraissent d'une interprétation plus compliquée. Nous pensons qu'on sera conduit, pour en rendre compte, à faire intervenir la distinction entre les roches qui sont des corps magnétiques doux, aimantés par l'action terrestre actuelle, — ce que paraît être le Puy de Dôme dans son ensemble, — et celles qui sont des aimants permanents, gardant une direction d'aimantation qui serait celle du champ terrestre à l'époque de leur formation, et sur lesquelles nous avons appelé l'attention dans une communication précédente (*C. R.*, 15 juillet 1901).

J. TRAUBE. — Theorie der kritischen Erscheinungen und der Verdampfung. Beitrag zur Theorie der Lösungen (Théorie des phénomènes critiques et de la vaporisation. Contribution à la théorie des dissolutions). — *Drude's Annalen*, 4e série, t. VIII, p. 267; 1902.

Le mémoire de M. J. Traube est particulièrement important, parce que l'auteur explique tout au long les raisons de sa conversion à la théorie liquidogénique de M. de Heen, soutenue aussi par MM. Battelli et Galitzine, et qu'il résume à ce propos plusieurs de ses travaux antérieurs. Ce mémoire, très étudié, se divise en huit chapitres. Le premier expose tous les travaux expérimentaux défavorables à la théorie classique d'Andrews. Le deuxième, intitulé « Critique des recherches et des expériences », contient une attaque très vigoureuse contre l'élégante expérience décrite dans ce recueil[1] par M. P. Villard et d'après laquelle un tube de Natterer à éthylène liquide, porteur d'un thermomètre à chaque extrémité, est porté dans un bain d'eau à la température constante de + 11° (supérieure d'environ 1° à la température critique de l'éthylène), après avoir été maintenu d'abord à la température de la glace fondante. Dans ces conditions, les deux thermomètres partent de 0°, indiquent des températures croissantes qui s'écartent progressivement d'à peu près 1° pour redevenir concordantes au bout de plus d'une demi-heure. Cette différence de température en faveur du thermomètre plongé d'abord dans la vapeur d'éthylène doit être attribuée, suivant M. J. Traube, à la *vaporisation intérieure* qui se produit au-dessus de la température critique et qui transforme progressivement les molécules liquidogéniques en molécules gazogéniques, et non aux raisons invoquées par M. Villard.

Le chapitre des « Expériences personnelles » est extrêmement court; il est relatif à la répétition d'une expérience de M. de Heen[2] consistant à enfermer dans un tube en ∩ de l'éther pur et exempt d'air, à rassembler tout le liquide dans une seule branche, puis à porter le tube tout entier au-dessus de la température critique; après quoi on revient au-dessous de cette température. La condensation, d'après M. de Heen, se fait à peu près exclusivement dans la branche qui contenait primitivement le liquide; M. Traube retrouve le résultat de M. de Heen avec un tube à éther, tandis que M. Villard avait observé

(1) P. Villard, *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 258; 1896.
(2) P. de Heen, *Bull. de l'Acad. roy. de Belgique*, 3e série, t. XXIV, p. 278.

l'égalité de condensation dans les deux branches d'un tube à CO^2 parfaitement pur.

L'apparition d'un ménisque délié dans la région courbe, et même quelquefois d'un *deuxième* ménisque dans l'une des branches verticales du tube en ∩, après une chauffe au bain d'air de 10° au-dessus de la température critique ou plus, paraît démontrer péremptoirement à l'auteur l'hétérogénéité de la matière au-dessus de la température critique, alors que, pour les partisans de la théorie classique, cela démontre seulement que le fluide intérieur n'a pas atteint son « état final » à la température de l'expérience.

Le chapitre de l' « Hypothèse personnelle » est la partie essentielle du mémoire : c'est le développement d'un travail antérieur analysé dans ce recueil par M. Rothé [1] et relatif aux volumes atomiques et moléculaires. L'auteur y étudie la grandeur b [2] de l'équation de Van der Waals en fonction de la température. Le calcul des constantes de cette formule par la méthode de Lewis [3], au moyen des densités de liquide saturé, déterminées expérimentalement par Sydney Young, donne b à des températures croissantes jusqu'à la température critique pour laquelle $b_k = \frac{1}{3} v_k$. D'autre part, les calculs concordants de Guldberg et de D. Berthelot, conduits par des méthodes différentes, ont donné pour un certain nombre de corps les valeurs b_0 relatives au zéro absolu. L'auteur, ayant réuni dans un tableau toutes ces valeurs de b, constate que cette grandeur, que Van der Waals avait d'abord crue indépendante de la température, est en réalité une fonction toujours croissante de celle-ci, particulièrement au voisinage de la température critique. Dans les limites peu étendues (25°-90°) où le calcul de b a pu être fait, l'eau fait exception, car b y apparaît comme une fonction décroissante de la température. L'alcool éthylique fournit des valeurs de b croissantes avec la température, mais presque constantes entre $+36°$ et $+155°$. A part le mercure, corps à molécule monoatomique qui fournit des variations insignifiantes de b, on peut remarquer que les deux irrégularités précédentes sont fournies par des corps *associés*, suivant la terminologie introduite par Ramsay et Shields.

---

(1) J. Traube, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 620 ; 1901.

(2) Il n'est pas inutile de remarquer qu'en France nous appelons b le *covolume*, tandis que, pour M. Traube, le covolume est $v - b$, v étant le volume d'une molécule-gramme sous la pression p et à $t°$.

(3) P. Lewis, *Zeitsch. f. phys. Chemie*, t. XXXII, p. 382 ; 1900.

La valeur $b_k = \frac{1}{3} v_k$ est-elle la limite supérieure de b, ou bien, dans le passage à l'état gazeux, à la température critique (et au-dessus pour les liquidogénistes), b augmente-t-il encore? L'auteur a démontré antérieurement qu'il en est bien ainsi en considérant le quotient de b par la réfraction moléculaire $\frac{n^2-1}{n^2+2}$. D'après MM. Lorenz et Lorentz, la réfraction moléculaire est une constante à peu près indépendante du passage de l'état liquide à l'état gazeux. Au point critique, $b_k / \frac{n^2-1}{n^2+2}$ est très voisin de 4, tandis que, pour l'éthylène gazeux vers 100° et pour l'hydrogène, on a respectivement, d'après Heilborn : 5,62 et 5,69, dont la moyenne est 5,655. Il faut donc nécessairement que l'on ait :

$$b_{gaz} = b_k \frac{5,655}{4} = 1,414 b_k = \sqrt{2} b_k.$$

La grandeur b, dans le passage de l'état liquide à l'état gazeux proprement dit, augmente dans le rapport de 1 à $\sqrt{2}$.

Si l'on remarque que, abstraction faite des corps *associés*, on a :

$$\frac{b_k}{b_0} = 1,3,$$

il vient :

$$\frac{b_{gaz}}{b_0} = 1,3 \sqrt{2} = 1,83.$$

En nombres ronds, on peut dire que l'on a sensiblement $b_{gaz} = 2b_0$.

Cela étant, l'auteur admet qu'il y a dans les fluides deux sortes de molécules, des molécules liquidogéniques et des molécules gazogéniques ; les premières constituent la plus grande partie des liquides, les secondes la plus grande partie de la vapeur. Chacune des deux espèces est miscible dans la phase constituée par l'autre. Enfin, la température détermine la proportion des deux espèces de molécules dans les liquides aussi bien que dans les vapeurs saturées.

Au zéro absolu, la phase liquide est constituée uniquement par des molécules liquidogéniques ; lorsque la température s'élève, la phase liquide contient de plus en plus de molécules gazogéniques ; soit b la valeur à $t°$ du *covolume* de l'équation de Van der Waals, pour l'état liquide ; si l'on appelle y ou *coefficient de gazéification* la frac-

tion d'une molécule-gramme qui est passée à l'état gazogénique, on a :

$$(1) \qquad b = (1 - y)\, b_{\text{liquide}} + y b_{\text{gaz}}.$$

Pour M. J. Traube, y n'est pas encore égal à l'unité au point critique d'Andrews ; il n'en est ainsi qu'à une température supérieure à celle-ci d'une quantité dont il est actuellement impossible de préciser l'ordre de grandeur, température que l'auteur appelle *point de parfaite gazéification* et au-dessus de laquelle il ne peut plus exister que des molécules gazogéniques (avec $b = b_{\text{gaz}}$).

Pour une phase donnée, liquide ou vapeur, le rapport $\frac{b}{v}$ de la grandeur b de Van der Waals au volume moléculaire serait le même pour tous les corps à des températures correspondantes ; c'est donc le théorème des états correspondants étendu à la constitution intérieure des molécules. A la température critique, on a :

$$b_k = \frac{1}{3} v_k ;$$

c'est-à-dire que le volume moléculaire est dans un rapport fixe avec la grandeur b. Si donc l'on considère, avec M. Traube, les molécules gazogéniques comme caractérisées par b_{gaz} et les molécules liquidogéniques caractérisées par b_0, en vertu de la relation approximative $b_{\text{gaz}} = 2b_0$, on voit qu'au point critique le volume moléculaire de la vapeur saturée sera sensiblement double de celui du liquide, c'est-à-dire que la densité critique du liquide est sensiblement double de la densité critique de la vapeur saturée. L'auteur retrouve ainsi un résultat singulier annoncé pour la première fois par M. de Heen. On voit aussi que les molécules liquidogéniques et gazogéniques qu'il met en œuvre ont même poids moléculaire et, au contraire, des volumes différents, la molécule gazogénique étant plus grosse que la molécule liquidogénique, particularité en opposition avec la loi d'Avogadro et Ampère, mais dont il profite pour essayer de donner un sens au 3[e] volume de l'isotherme théorique de James Thomson.

Si, dans la formule (1), on fait $b_{\text{liq}} = b_0$, $b_{\text{gaz}} = 2b_0$, il vient :

$$(2) \qquad y = \frac{b_t - b_0}{b_0} = \frac{b_t}{b_0} - 1.$$

Les calculs de l'auteur faisant connaître b_t, on voit que la

formule (2) donne le coefficient de gazéification pour l'état liquide en fonction de la température; on trouve ainsi qu'à 0° l'éther liquide contient 8 0/0 de molécules gazogéniques. D'autre part, de ce que séparément v et $\frac{b}{v}$ obéissent aux lois des états correspondants, il s'ensuit que : à des températures correspondantes et, d'une façon approchée, aux températures d'ébullition normale, le rapport du nombre de molécules gazogéniques au nombre total des molécules est le même pour toutes les substances.

Les quatre derniers chapitres sont courts; le plus important est relatif à la chaleur de vaporisation λ déduite de la formule : $\rho = a(d - d')$ (Bakker-Van der Waals), dans laquelle ρ est la chaleur de vaporisation interne, $d = \frac{1}{u}$ et $d' = \frac{1}{u'}$ les densités respectives du liquide saturé et de sa vapeur, et a le coefficient de pression intérieure de la formule de Van der Waals. On a en effet :

$$\lambda - p(u - u') = a\left(\frac{1}{u} - \frac{1}{u'}\right).$$

La comparaison des valeurs observées de λ (empruntées aux tables de Landolt et Börnstein) et des valeurs calculées en prenant, pour a, soit la valeur relative du point d'ébullition normale, soit la valeur critique, montre — pour 35 corps — que les valeurs calculées sont proportionnelles aux valeurs observées, mais beaucoup plus faibles que celles-ci, sauf pour le mercure.

Nous avons vu que la théorie de M. J. Traube le conduit à trouver des densités limites différentes pour le liquide et la vapeur saturée; il en déduit, à l'aide de la formule de Clapeyron, que λ n'est pas nul à la température critique, et sa conclusion se heurte à celle de ma thèse; je reviendrai prochainement sur ce point important pour préciser les positions respectives de l'expérience et de la théorie.

La fin de cet important mémoire contient une vérification d'une formule de Nernst relative à ce que l'auteur appelle *chaleur de gazogénisation* et des aperçus variés et ingénieux sur les applications de son hypothèse moléculaire à la théorie des dissolutions.

Remarque. — Le fait *que la grandeur b de l'équation* de Van der Waals n'est pas la même à l'état de liquide et à l'état de vapeur permet d'expliquer une particularité signalée par D. Berthelot[1] et

---

[1] D. Berthelot, *Livre jubilaire du professeur Lorentz*, p. 426; 1900.

relative aux équations de Van der Waals et de Clausius, supposées mises, à la température critique, sous la forme $y = pv = f(p)$. Alors que la première représente très bien la compressibilité de l'état liquide, même pour les grandes valeurs de la pression, et très mal les grands volumes gazeux correspondant aux faibles pressions, l'équation de Clausius représente très bien la compressibilité du gaz aux faibles pressions et très mal celle du liquide.

En effet, le b de l'équation de Van der Waals étant, d'après M. Traube, différent pour le liquide et pour la vapeur même à la température critique, si, avec la valeur de b adoptée, l'équation représente bien la compressibilité du liquide dans le plan des $(y.p)$, *avec la même valeur de b l'équation ne pourra pas représenter la compressibilité de la vapeur.*

De même, si, avec la valeur de b adoptée, l'équation de Clausius représente la compressibilité de la vapeur, *avec la même valeur de b l'équation ne pourra pas représenter la compressibilité du liquide.*

Il est impossible qu'avec une même valeur de b les branches liquide et vapeur de l'isotherme théorique de Van der Waals ou de Clausius coïncident simultanément avec les branches correspondantes de l'isotherme expérimental critique de M. Amagat.

E. MATHIAS.

W. JAEGER. — Ueber Normalelemente (Les piles-étalons). *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. VIII, p. 485.

M. Jaeger fait le résumé de ses publications antérieures (1) et de ses travaux sur les piles-étalons, à l'étude desquelles il s'est consacré.

Après avoir insisté sur l'importance d'un étalon de force électromotrice, l'auteur pose les conditions que doit remplir une bonne pile-étalon : il faut qu'elle soit bien définie au point de vue chimique, que l'on puisse la reproduire à tout instant avec sûreté ; elle doit rester constante avec le temps, avoir un faible coefficient de température ; sa force électromotrice doit prendre rapidement sa valeur correspon-

(1) *Wied. Ann.*, t. LIX, p. 575 ; 1896 ; — *Ibid.*, t. LXIII, p. 354 ; 1897 ; — *Ibid.*, t. LXV, p. 106 ; 1898 ; — *Ibid.*, t. LXV, p. 926 ; — *Drude's Ann. der Phys.*, t. IV, n° 1 ; — *J. de Phys.*, 3° série, t. VI, p. 381 ; 1897 ; — *Ibid.*, 3° série, t. VII, p. 300 ; 1898 ; — *Ibid.*, 3° série, t. VII, p. 544 ; 1898 ; — *Ibid.*, 3° série, t. VII, p. 790 ; 1898 ; — *Ibid.*, 3° série, t. X, p. 293 ; 1901.

dant à la température; un courant la traversant ne doit la polariser que très légèrement; il faut enfin qu'elle soit suffisamment transportable. Rien n'indique de prime abord que tel élément sera bon ou mauvais comme étalon; il faut cependant que cet élément soit réversible et que le passage du courant dans un sens ou dans l'autre ne donne naissance à aucun nouveau corps.

Pour ce qui est de la polarisation, aucun élément n'en est exempt; elle se manifeste surtout par une différence de concentration des solutions au voisinage des électrodes; la Reichsanstalt poursuit des recherches sur ce sujet.

La force électromotrice d'un élément est donnée par la formule d'Helmholtz :

$$\frac{Q}{n \,.\, 23000} = E - T \frac{dE}{dl},$$

où Q représente l'énergie chimique [1] rapportée à la molécule-gramme, n la valence, E la force électromotrice, T la température absolue.

Dans le calcul de la quantité Q, il ne faut pas seulement tenir compte de la chaleur de formation de l'anhydride, mais aussi de sa chaleur de dissolution; or la chaleur de dissolution peut être obtenue par la formule de M. Cohen modifiée par M. Jaeger:

$$L = \frac{m}{m - w} H - \frac{w}{m - w} l,$$

où H représente la chaleur d'hydratation, l la chaleur spécifique différentielle de dissolution de l'hydrate considéré dans une solution saturée du sel, w la quantité d'eau qui correspond à une molécule de l'anhydride dans la dissolution, et m la quantité d'eau unie dans l'hydrate à une molécule d'anhydride.

Dans l'élément Clark usuel, de forme en H, un grave inconvénient réside dans le suintement qui se produit, au pôle négatif, autour du fil de platine amalgamé par la présence de l'amalgame de zinc; ce suintement ne se produit pas si l'on remplace le fil de platine par un tube de verre recourbé en communication avec le fond de la branche négative du tube en H; ce tube recourbé est rempli d'amalgame. Un fait important, déjà signalé par M. Jaeger [2], est la variation de

---

(1) C'est-à-dire la chaleur mise en jeu par la dissolution d'une molécule-gramme du sel dans une quantité infinie de dissolution.

(2) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 354; — *J. de Phys.*, t. VII, p. 300; 1898.

la force électromotrice de l'élément Clark par suite de la transformation, au-dessus de 39°, de l'hydrate $ZnSO^4 + 7H^2O$ en l'hydrate $ZnSO^4 + 6H^2O$.

La formule donnant la force électromotrice de l'élément Clark en solution saturée en fonction de la température est :

$$E_t = 1,4328 - 0,00119\,(t - 15) - 0,000007\,(t - 15)^2, \text{ en volts inter.}$$

L'élément Clark en solution étendue n'est pas à recommander ; son coefficient de température est sans doute plus faible que lorsque la solution est saturée ; mais il n'est pas aussi bien défini.

L'élément Helmholtz au calomel ne serait pas utilisable comme étalon, les divers éléments ainsi formés n'étant pas comparables.

L'élément Weston possède un très faible coefficient de température ; il n'y a pas de suintement au pôle négatif, ni de dégagement d'hydrogène ; c'est un excellent étalon ; sa force électromotrice est donnée en fonction de la température par la formule :

$$E_t = 1,0186 - 0,000038\,(t - 20) - 0,00000065\,(t - 20)^2, \text{ en volts inter.}$$

Mais les différents amalgames de cadmium ne donnent pas la même force électromotrice (¹) ; l'amalgame employé à la construction doit contenir de 5 à 14,3 0/0 de cadmium. Des amalgames contenant de 12 à 13 0/0 de cadmium ont parfois subi un changement vers 0° ; mais cette irrégularité disparaît complètement dès que l'on remonte à 10°, de sorte que l'on peut les employer sans crainte au-dessus de 10°.

M. Jaeger indique ensuite le travail de MM. Mylius et Tunk sur la solubilité du sulfate de cadmium ; cette solubilité est à peu près constante à la température ordinaire ; elle monte jusqu'à environ 72°, où l'hydrate $CdSO^4 + 8/3\ H^2O$ se transforme en $CdSO^4 + H^2O$, et après redescend rapidement ; il considère que le coude dans la courbe de solubilité, que MM. Kohnstamm et Cohen ont observé vers 15°, n'a pas d'existence réelle dans les éléments Weston et que le point anguleux doit être attribué à des erreurs d'expérience.

A la Reichsanstalt, aucun élément, si l'on en excepte ceux dont l'amalgame contient 14,3 0/0 de cadmium, n'a montré d'irrégularité aux environs de 15°. On peut trouver quelques différences très légères

(¹) *Wied. Ann.*, t. LXV, p. 106 ; — *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 544 ; 1898 ; — *Drude's Ann. der Phys.*, t. IV, n° 1 ; 1901 ; — *J. de Phys.*, 3ᵉ série, t. X, p. 293 ; 1901.

provenant du sulfate mercureux; peut-être la différence de grosseur des grains influe-t-elle sur la solubilité.

La constance des éléments étant bien établie, on a considéré à la Reichsanstalt le rapport de l'élément Clark à 0° à l'élément au cadmium à 20°; sur une période de quatre ans, on a le rapport moyen 1,4228, avec une différence maxima de 0,00012 entre les observations; pour le rapport du clark à 15° au weston à 20°, le rapport moyen pour la même période est de 1,40669, avec une différence maxima de 0,00019. On peut donc avoir confiance en ces éléments.

MOREAU.

L.-J. GRUEY. — La Sunhorlogô en Dijon (Le cadran solaire de Dijon). *Revue bourguignonne de l'enseignement supérieur*, t. XII, n° 1, p. 2-13; 1902.

Cet article est le premier spécimen, au moins en France, d'une pièce mathématique imprimée en *Esperanto*.

Il renferme la description et la théorie d'un cadran solaire fort ancien et, semble-t-il, unique, construit sur les bords de l'Ouche, au fond du parc de Dijon.

Sur le sol horizontal sont tracées deux droites rectangulaires : NS, de direction nord-sud, et EO, de direction est-ouest. Vingt-quatre bornes en pierre sont plantées autour du point de croisement de ces deux droites suivant une ellipse d'axes NS et EO. Sur une dalle placée le long du petit axe NS de l'ellipse sont gravés les signes du zodiaque, du *cancer* au *capricorne*, d'un côté de NS, et du *capricorne* au *cancer*, de l'autre côté.

Un promeneur désireux de connaître l'heure doit se placer sur le point du zodiaque correspondant au jour de sa promenade; il voit alors son ombre dirigée vers celle des vingt-quatre bornes sur laquelle est inscrite l'heure cherchée.

M. Gruey montre que la théorie de ce curieux cadran solaire peut se déduire géométriquement de celle du cadran solaire équinoxial, par le moyen d'une projection.

G. SAGNAC.

S. P. LANGLEY. — The Greatest Flying Creature (La plus grande créature volante). — *Smithsonian Report*, p. 649-659 ; 1901.

Le plus grand des animaux volants dont nous ayons connaissance est un ptérodactyle, l'*Ornithostoma*. D'après M. Lucas, à un mémoire duquel la note de M. Langley sert d'introduction, la surface déployée des ailes de ce reptile aurait atteint 25 pieds carrés, tandis que le poids de l'animal ne dépassait pas 30 livres. Le condor, le plus grand parmi les oiseaux vivant à notre époque qui volent en planant, n'a qu'une surface d'ailes de9,85 pieds carrés pour un poids de 17 livres. La machine volante de M. Langley, tout en acier, qui, en 1896, a effectué des vols de un demi-mille à trois quarts de mille, avait, pour un poids de 30 livres, une surface d'ailes de 54 pieds carrés et consommait 1,5 cheval.

Il est difficile d'évaluer en chevaux la puissance motrice d'un animal volant. On sait toutefois qu'à poids égal elle est incomparablement plus petite pour l'animal que pour la machine. Autant qu'on en peut juger par des données évidemment très incertaines, on pourrait fixer la puissance motrice du condor aux environs de 0,045 cheval, et, plus conjecturalement encore, celle de l'ornithostoma à 0,056 cheval.

Le mémoire de M. Langley est accompagné de sept planches relatives à l'ornithostoma et à la comparaison de divers animaux et de la machine volante de M. Langley.

E. B.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE ;

T. XXXIII, 1901, n°s 5, 6, 7, 8 et 9 ; — t. XXXIV, 1902, n°s 1, 2, 3, 4, 5, 6.

P.-N. LEBEDEW. — Recherches expérimentales sur la pression de la lumière. T. XXXIII, p. 53-75.

Le mémoire contient la description détaillée des expériences de l'auteur, dont les résultats sont déjà connus depuis le Congrès [1]

[1] P. Lebedew, *les Forces de Maxwell-Bartoli dues à la pression de la lumière* (Rapports du Congrès intern. de Physique de 1900, t. II, p. 133). — Voir aussi un article antérieur du même auteur : *Wied. Ann. d. Physik*, t. XLV, p. 292-297 ; 1892 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 564 ; 1893.

de 1900. La difficulté principale consistait à éliminer l'influence des mouvements de l'air dus à la convection thermique, celle des forces radiométriques et celle des variations d'intensité de la source de lumière employée. L'appareil consistait en un ballon de verre contenant le système d'ailettes suspendu à un fil de verre, et muni d'un miroir en verre platiné. Pour annihiler les courants de convection, on faisait un vide très parfait, à l'aide d'une pompe à mercure de Kahlbaum, après avoir introduit au fond du ballon une goutte de mercure et échauffé le tout de quelques degrés. Le vide obtenu, on refroidissait le fond du ballon par un mélange de glace et de sel, pour condenser la vapeur de mercure et augmenter encore le degré de raréfaction de l'atmosphère résiduelle.

La lumière d'un arc voltaïque de 30 ampères, rendue parallèle par un condenseur, puis réfléchie par un système de miroirs inclinés à 45°, et concentrée par une lentille convergente, tombait à volonté sur l'une ou sur l'autre face d'une même ailette ; de cette manière on renversait d'une expérience à l'autre le sens de la déviation produite par la pression de la lumière, sans faire varier la déviation due aux forces radiométriques, qui n'intervenait donc pas dans la différence des deux déviations. Pour mesurer l'intensité de la radiation, une faible portion des rayons était dirigée par une glace plan-parallèle sur une pile thermo-électrique reliée à un galvanomètre d'Arsonval. Chaque système d'ailettes en contenait plusieurs paires, formées par des disques de 5 millimètres en platine, aluminium, nickel ou mica, de diverses épaisseurs entre 0,1 et 0,01 millimètre. La quantité d'énergie fournie par la source lumineuse a été mesurée à l'aide d'un calorimètre spécial, formé d'un petit cylindre en cuivre perforé contenant un thermomètre de capacité thermique connue ; on disposait ce petit calorimètre à l'endroit même qu'occupait, pendant l'expérience principale, l'ailette de l'appareil.

Les déviations totales du miroir variaient entre 28,2 et 31,8 divisions de l'échelle ; les erreurs d'observations d'après l'évaluation de l'auteur ne dépassent pas + 10 0/0. Résultats :

1° Le faisceau lumineux incident produit une pression sur les surfaces absorbantes ou réfléchissantes ; ces forces pondéromotrices sont indépendantes des forces secondaires, radiométriques ou de convection causées par l'échauffement ;

2° Les pressions sont directement proportionnelles à l'énergie des radiations incidentes, quelle qu'en soit la longueur d'onde ;

3° Les pressions observées sont quantitativement égales, dans les limites des erreurs d'observations, aux pressions de l'énergie radiante, calculées par Maxwell et Bartoli.

N. HESEHUS. — Comparaison des forces électromotrices produites par le contact et le frottement ; influence de la température. — T. XXXIII, p. 77-90.

En continuant ses recherches[1], l'auteur constate qu'en échauffant un corps on lui communique généralement la tendance à se charger d'électricité négative par contact avec d'autres corps. Par suite, la chaleur développée pendant le frottement de deux corps peut changer le signe de l'électricité qu'ils prennent au contact, et rendre contradictoires les résultats que divers auteurs ont obtenus sans avoir égard à cette circonstance. Le verre chauffé présente une anomalie remarquable : à la température de l'air, il prend une charge positive au contact d'un métal ; cette charge diminue quand la température du verre s'élève, puis devient négative, et redevient positive à la température de fusion. Après refroidissement, le verre conserve la faculté de prendre l'électricité négative à la suite d'un contact avec un métal, prolongé pendant quelques minutes ou durant des journées entières, selon la nature de l'échantillon. Le soufre et le sélénium se comportent de même, et l'ébonite prend des charges de signes contraires.

W. LEVI. — Sur la dissipation de l'électricité dans l'air. — T. XXXIII, p. 91-111.

L'appareil de l'auteur consistait en un électroscope à feuilles d'aluminium suspendues à l'aide de charnières en papier (construction de J. Kolbe), surmonté d'un cylindre nickelé de 100 millimètres de hauteur et de 55 millimètres de diamètre. Le cylindre était entouré d'une cage en toile métallique, fixée à un support indépendant et en communication avec la terre. L'isolement du cylindre était excellent, grâce à un support taillé dans un morceau de copal naturel de Zanzibar.

Le coefficient de dissipation de l'électricité à l'air libre augmentait avec la vitesse du vent et la température de l'air ; il diminuait

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 52.

quand augmentaient l'humidité absolue et relative ou la pression barométrique. Quand le potentiel de charge atteignait 500 volts, le coefficient de dissipation diminuait, si la charge augmentait, contrairement à la loi trouvée par Coulomb. Le coefficient de dissipation était maximum à huit heures du matin et à huit heures du soir, en même temps que l'électricité atmosphérique.

W. W. SCHIPTRCHINSKY. — Remarque sur le mémoire de M. Levi. T. XXXIV, p. 43-48.

L'auteur remarque que M. Levi n'a pas enregistré la nébulosité et le degré de transparence de l'air, facteurs que Elster et Geitel considèrent comme ayant une grande influence sur la dissipation de l'électricité. En outre, M. Levi a choisi un cylindre nickelé, non exempt d'actions photo-électriques, au lieu du cylindre noirci employé par Elster et Geitel; par conséquent, ses résultats ne sont pas comparables à ceux d'Elster et Geitel.

Dr W. N. FOMASCHEWSKY. — Expériences pour déterminer la quantité d'énergie radiante nécessaire pour tuer les bactéries. — T. XXXIV, p. 113-115.

En étudiant l'action de la lumière sur diverses maladies cutanées, l'auteur a mesuré à l'aide d'une pile thermo-électrique et d'une méthode calorimétrique la quantité d'énergie que sa lampe à arc (35 ampères, 45 volts) communiquait à 1 centimètre carré sous l'incidence normale, à la distance de 1 mètre, pendant 1 seconde.

Les cultures de diverses bactéries ont été formées à la surface d'une couche de gélatine dans des capsules fermées par des plaques de quartz; pour tuer ces bactéries, il a fallu dépenser de 1,5 à 14,5 kilogrammètres, suivant l'espèce. Pour mieux distinguer l'action de la lumière, les capsules ont été recouvertes par des réseaux métalliques, de sorte qu'on obtenait à la surface de la gélatine une image du réseau due aux bactéries non tuées par l'action de la lumière. Cette image n'était pas identique à l'ombre géométrique du réseau; l'action s'étendait au delà des limites géométriques de l'ombre et dépendait du métal dont le réseau était formé. Quand les rayons ultra-violets ont été éliminés par une plaque de verre interposée, cette anomalie disparaissait, de sorte qu'on peut l'attribuer

aux radiations propres du métal du réseau, excitées par son insolation.

N. HESEHUS. — Influence du degré de poli et de la densité superficielle des corps sur la différence de potentiel électrique produite par leur contact. — T. XXXIV, p. 1-14.

Une longue série d'expériences a conduit aux résultats suivants : Dans tous les cas, celle des deux surfaces d'un même métal qui est la mieux polie devient positive. Quand on met au contact deux diélectriques différents, le plus dur devient ordinairement positif. Le contraire a lieu pour les métaux.

Les nombreuses exceptions trouvent facilement leur explication. Un corps formé de matière dure, mais présentant, grâce à sa structure, peu de points où le contact soit possible, se comporte comme une substance molle : l'ouate de verre, par exemple, devient négative au contact du drap, de l'ouate ordinaire, de la porcelaine et du verre en masse. Les surfaces hygroscopiques, mal desséchées, deviennent positives, comme l'eau elle-même. Un corps qui se désagrège facilement en poussière ou un corps gluant, qui laisse des traces sur la surface avec laquelle il était en contact, devient toujours négatif. Ce fait explique de nombreuses variations de sens de l'électrisation d'une même paire de corps au contact et par frottement. L'ébonite, par exemple, devient négative au contact du papier d'émeri; mais elle s'électrise positivement quand on la frotte avec ce papier pour la polir. Deux morceaux de quartz, de sucre ou de pyrite, qui donnent une lueur phosphorescente par le choc, s'électrisent tous les deux positivement; mais les débris produits par ce choc, en tombant sur le plateau d'un électromètre, le chargent négativement.

W. MITKEWITSCH. — Contribution à l'étude de la dissymétrie des courants alternatifs. — P. 17-28.

On a depuis longtemps constaté qu'un courant alternatif devient plus ou moins dissymétrique lorsqu'on intercale sur son circuit un arc voltaïque entre des électrodes non identiques, ou bien un électrolyte avec une électrode en aluminium; mais la cause de ce phénomène n'est pas encore complètement élucidée. On présume l'existence d'une résistance de transmission variable, ou bien la formation

d'une force électromotrice contraire. L'expérience suivante a permis à l'auteur de mesurer directement la différence de potentiel qui s'oppose au courant d'un arc voltaïque au moment de sa formation. Une batterie d'accumulateurs est réunie aux deux charbons pour former l'arc; une dérivation partant de l'électrode positive de la batterie contient une force électromotrice contraire, dont la grandeur peut être réglée à volonté, et une « soupape » en aluminium et plomb, s'opposant au passage du courant de la dérivation dans le circuit principal quand les charbons sont au contact. Un voltmètre et un tube de Braun avec son miroir tournant complètent l'installation. En réglant la force électromotrice du circuit dérivé, on compensait la force électromotrice de l'arc et on calculait sa valeur en volts. Pour des électrodes de charbon, l'auteur a obtenu 12 volts (le même nombre que M. Duddell, par une méthode différente); pour C +, Fe — : 10 v.; pour Fe +, C — : 14 v.; pour C +, Al — : 8 v.; Al +, C — : 16 v.; C +, Cu — : 9 v.; C +, Hg — : 6 v.; Hg +, C — : 11 v.

L'auteur pense que, dans un arc produit par un courant alternatif, les particules d'air échauffées par le passage de l'arc présentent une résistance plus petite pour le courant de même sens que pour le courant inverse, de sorte que la dissymétrie s'accentue encore.

P. KOTOURNITSKY. — Expression exacte de l'énergie et de l'entropie d'un mélange de deux états d'un corps. — P. 28-32.

L'auteur s'est proposé de faire ressortir l'inexactitude logique de quelques formules usuelles, où l'on remplace des coefficients empiriques inconnus par d'autres, et la valeur numérique de l'erreur commise pour les cas des mélanges : eau et glace; eau et vapeur d'eau.

A. GEORGIEWSKY. — Appareil pour obtenir le vide à l'aide de l'air liquéfié. P. 34.

Cet appareil consiste en un tube de verre de 80 centimètres terminé par une boule munie d'électrodes et en une éprouvette rentrante. Après avoir rempli l'appareil d'acide carbonique, on plonge l'extrémité inférieure du tube dans du mercure, et l'on verse

dans l'éprouvette de l'air liquéfié. La tension du gaz diminue, le mercure monte et bientôt l'allure de la décharge manifeste un vide très avancé.

A. WYCHESLAWZEFF. — **Détermination du coefficient angulaire de la tangente de la courbe de fusion d'un corps à l'aide du calorimètre de Bunsen.** — P. 41-46.

M. de Visser a démontré que l'on peut déterminer le coefficient $\frac{\Delta v}{\Delta r}$, c'est-à-dire le quotient de l'accroissement du volume pendant la fusion par la chaleur latente de fusion, à l'aide d'un calorimètre de Bunsen, et cette quantité permet de calculer la dérivée $\frac{\partial t}{\partial p}$, qui détermine la direction de la courbe de fusion, d'après la formule connue de thermodynamique :

$$\frac{\Delta v}{\Delta r} \mathrm{ET} = \frac{\partial t}{\partial p}.$$

Le calorimètre de Bunsen, un peu modifié, avait un volume d'à peu près 20 centimètres cubes; son réservoir était muni, au sommet, d'une tubulure, fermant par une soupape à vis, permettant la sortie de l'air pendant le remplissage de l'instrument. Pendant le refroidissement préalable, on prenait soin de faire cristalliser la matière non seulement autour de l'éprouvette intérieure, mais aussi au sommet du réservoir, pour capter les courants ascendants; le reste du réservoir était rempli de mercure. Tout l'appareil était placé dans un bain d'huile lourde de pétrole, muni d'un thermostat. Pour communiquer ou soustraire au calorimètre une quantité de chaleur connue, on introduisait dans l'éprouvette un morceau de fer de poids et de température connus. Résultats :

	$t°$	$\frac{\partial v}{\partial r}$	$\frac{\partial p}{\partial t}$	Approximations
Naphtalène.........	80,0	0,0429	0,0355	± 0,5 0/0
Ortho-nitro-phénol..	44,5	0,0271	0,0202	± 0,4 0/0
Phénol.............	40,7	0,0199	0,0146	± 1,5 0/0
Ortho-crésol........	28,5	0,0221	0,0156	± 2,7 0/0
Triméthyl-carbinol..	24,7	0,0375	0,0262	± 0,5

W. IGNATOWSKY. — Sur l'échauffement des tiges non magnétiques par les courants de Foucault. — P. 49-60.

L'auteur s'est proposé de traiter par le calcul une expérience proposée par M. Woinarowsky aux étudiants au laboratoire d'étude de l'Institut électrotechnique de Saint-Pétersbourg : déterminer à l'aide d'un wattmètre la quantité d'énergie absorbée par un cylindre de cuivre quand on l'introduit dans une bobine traversée par le courant alternatif d'une station d'éclairage.

G. TAMMANN. — Sur les relations entre l'état cristallin et l'état liquide. P. 67-155.

Résumé des travaux de l'auteur, exécutés de 1896 à 1902 ; lu par l'auteur au Congrès des Naturalistes russes de 1901.

N. BOULGANOFF. — Calcul de la capacité électrique de l'oscillateur du télégraphe sans fils de M. Popoff. — P. 200-222.

Cet oscillateur est formé d'un fil vertical de 40 millimètres de longueur et 1 millimètre d'épaisseur, disposé près de la surface de la terre. Il peut être assimilé à un ellipsoïde électrisé extrêmement allongé, dont les surfaces équipotentielles peuvent être calculées. Par la méthode des images électriques, l'auteur passe au cas de deux ellipsoïdes et plan de symétrie intermédiaire. En considérant deux des surfaces équipotentielles, le plan et celle qui est la plus voisine de l'ellipsoïde, et les surfaces des corps conducteurs elles-mêmes, il parvient à calculer approximativement la capacité cherchée et trouve : $\frac{1}{5\,000}$ de microfarad.

W.-A. MICHELSON. — Revue des travaux modernes sur la thermodynamique et l'énergie radiante. — P. 157-208.

Lu par l'auteur au Congrès des Naturalistes russes de 1901.

W. MITKEWITSCH. — Sur la force électromotrice inverse de l'arc voltaïque. P. 225-228.

Les expériences de M. Blondlot tendent à confirmer la non-existence de la force électromotrice inverse de l'arc voltaïque; mais elles admettent aussi que cette sorte de polarisation ne dure qu'un temps excessivement court après la rupture du courant. L'auteur a entrepris une série d'expériences à l'aide d'un tube de Braun et d'un miroir tournant en produisant la rupture du courant pendant un intervalle de temps plus court que celui des expériences de M. Blondlot, par exemple un millième de seconde. Le résultat a été encore négatif.

W. MITKEWITSCH. — Arc voltaïque chantant produit à l'aide d'un condensateur-voltamètre d'aluminium. — P. 228-232.

Pour obtenir facilement et à peu de frais un condensateur de très grande capacité, indispensable pour l'expérience de l'arc chantant de M. Duddell, l'auteur emploie un voltamètre formé d'une plaque d'aluminium de 5 décimètres carrés et de deux plaques en fer dans une solution de bicarbonate de soude à 7-8 0/0. En faisant passer un courant continu d'un ampère pour chaque décimètre carré de surface de l'anode, on voit l'intensité diminuer rapidement à mesure que se forme la couche isolante d'alumine; le voltamètre forme enfin un condensateur de capacité de 100 microfarads environ.

N. ORLOFF. — Quelques cas de rotation magnétique dans le champ électromagnétique d'un courant alternatif. — P. 232-240.

Si l'on place près de l'extrémité d'un électro-aimant droit, vertical, excité par un courant alternatif, un tube horizontal en matière non magnétique contenant un petit cylindre en fer, celui-ci commence à tourner autour de son axe horizontal, de sorte qu'il remonte sur la surface intérieure du tube et retombe constamment par l'action de la pesanteur. Inversement, si le cylindre de fer (une aiguille à tricoter) est immobile, un tube léger suspendu sur ce cylindre commence à tourner. Un disque en fer, dont l'axe est placé normalement au plan méridien de l'électro-aimant, tourne spontanément quand le

noyau est solide; mais il est indispensable de lui donner un coup de direction convenable pour qu'il commence à tourner si le noyau de l'électro-aimant est en fil de fer. L'auteur explique ces rotations par l'action simultanée des forces pondéromotrices changeantes de l'électro-aimant, de la pesanteur et de l'hystérésis.

G. GOLDHAMMER. — Aperçu des idées modernes sur les relations entre le magnétisme et la lumière. — P. 255-306.

Exposé de l'état actuel de la question, préparé pour le Congrès des Naturalistes russes de 1901.

SELIM LEMSTRÖM. — Les courants électriques de l'atmosphère. P. 307-314 (1).

On obtient un courant électrique dans l'atmosphère chaque fois qu'un circuit galvanique, contenant une force électromotrice suffisante, est interrompu par une couche d'air. L'auteur emploie, dès 1868, pour observer et produire ce phénomène, un « appareil d'écoulement » formé d'un fil de métal muni de pointes de mètre en mètre, disposé en une large spirale sur des isolateurs fixés à des supports en bois, enfin d'un galvanomètre et d'une plaque en zinc, enfoncé dans la terre. La majeure partie de la résistance d'un pareil circuit appartient à l'appareil lui-même; celle qui est due à l'air dépend de son état hygrométrique, de la pression, etc.; elle peut être calculée d'après la loi d'Ohm. Ce courant existe à toutes les latitudes; il change constamment d'intensité et souvent aussi de direction. Dans les régions polaires, l'intensité des courants électriques de l'atmosphère paraît plus grande, et la différence des potentiels à diverses hauteurs moindre qu'aux latitudes plus basses. Les aurores polaires et la végétation rapide des plantes pendant le court été du nord doivent être attribuées aux courants électriques de l'atmosphère, dont l'étude promet plus de résultats importants que celle des états électrométriques.

(1) Lu au Congrès des Naturalistes d'Helsingfors, en 1902; traduction insérée d'après le désir de l'auteur.

N. BOULGAKOFF. — Sur la théorie du condensateur plan. — P. 315-324.

La formule usuelle du condensateur plan n'est qu'une approximation ; pour obtenir une formule plus rationnelle, l'auteur a choisi une méthode artificielle. Il suppose que deux ellipsoïdes de rotation, aplatis, sont placés à proximité l'un de l'autre dans l'espace libre, et chargés de quantités égales d'électricité de signes inverses. Les surfaces équipotentielles entourant chacun de ces ellipsoïdes sont calculables, et peuvent servir de forme extérieure pour les plaques d'un condensateur réel. Le cas d'ellipsoïdes extrêmement aplatis diffère très peu du cas d'un condensateur plan, et les formules de l'auteur sont en concordance avec les calculs usuels ; le cas général est aussi susceptible d'une vérification expérimentale.

W. Lermantoff.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

6e série, t. IV ; décembre 1902.

E. RUTHERFORD et S.-J. ALLEN. — Excited Radioactivity and Ionization of the Atmosphere (Radioactivité provoquée et ionisation de l'atmosphère). — P. 704-724.

1° Ainsi que l'ont reconnu Elster et Geitel, on provoque la radioactivité de l'air en y plaçant un fil métallique qui a été préalablement exposé à l'air libre, isolé, et maintenu chargé à un haut potentiel négatif.

Les auteurs ont employé un long fil de cuivre, de 15 mètres, suspendu quelque temps en dehors d'une fenêtre du laboratoire. Pendant ce temps, le fil était relié au pôle négatif d'une machine Wimshurst, mue par un moteur et réglée pour donner un potentiel constant (5 000 volts, 25 000 ou 100 000), suivant les cas. Ensuite le fil était détaché et replié sur un cadre de bois maintenu à l'intérieur d'un cylindre de cuivre de $1^m,50$ de haut et de 30 centimètres de diamètre. Le cylindre était isolé et relié à une pile de 100 volts ; le fil était relié à une paire de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire était au sol. On étudiait le courant qui passait à travers l'air

intérieur, du cylindre au fil, en suivant le mouvement de l'aiguille de l'électromètre, d'après la méthode usuellement employée pour l'étude des corps radioactifs.

On peut signaler une précaution très ingénieuse pour éviter tout transport d'électricité du fil au cylindre par des supports isolant mal. Le disque d'ébonite qui ferme le cylindre, à la partie supérieure, est une couronne circulaire séparée par une partie métallique d'un disque central également en ébonite et que traverse la tige qui porte le cadre de bois et le fil de cuivre. La partie métallique qui sépare les deux parties du disque isolant est reliée à la terre d'une façon permanente. Si le potentiel du fil de cuivre intérieur augmente en présence du cylindre porté à 100 volts, ce n'est donc certainement pas par l'intermédiaire du disque d'ébonite que se fait le transport d'électricité.

On trace une courbe donnant en fonction du temps le *courant* à chaque instant, mesuré par le déplacement de l'aiguille de l'électromètre dans une seconde. Les courbes du courant en fonction du temps accusent, dans tous les cas, une décroissance rapide ; ce sont des courbes logarithmiques, ayant une asymptote horizontale correspondant à un faible courant limite (2,5 divisions de l'échelle par seconde) ; ce courant est dû à l'ionisation *spontanée* de l'air pour le cas du fil inactif. Le courant décroît en progression géométrique quand le temps croît en progression arithmétique ; son intensité est réduite de moitié environ au bout de quarante-cinq minutes. Cette ionisation induite obéit, en somme, aux mêmes lois que l'ionisation induite par le thorium ou le radium.

2° Les auteurs ont étudié par une méthode identique, avec deux cylindres concentriques, l'*ionisation spontanée* de l'air.

Ici on a un courant faible, mais constant, mesuré à l'électromètre, et ce courant augmente avec le voltage de la pile de charge, mais seulement jusqu'à une certaine limite. Dans une série d'expériences, à partir de 13 volts, le courant ne varie plus guère ; il est de 0,71 division par seconde pour 13 volts, et seulement de 0,73 pour 52 volts.

Le courant peut être mesuré en valeur absolue, si l'on connaît la capacité de l'électromètre, celle du cylindre, etc. Il est ici de $6{,}9 . 10^{-4}$ unités électrostatiques ou $2{,}3 . 10^{-13}$ ampères. Le volume de l'air entre les deux cylindres étant de 71 200 centimètres cubes, si l'on prend $6{,}5 . 10^{-10}$ unités électrostatiques comme valeur de la charge

d'un ion, on en conclut que le nombre d'ions produits par centimètre cube et par seconde est de 15.

3° Pour étudier, dans le cas où il y a ionisation spontanée de l'air, la vitesse des ions, on a fait traverser à un courant d'air trois toiles métalliques successives et parallèles, séparées par des intervalles de 2 centimètres, et reliées : la première A, à la terre ; la seconde B, à l'électromètre ; la troisième C, à la pile.

Si C est chargée positivement, les ions positifs, repoussés par cette électrode, remonteront le courant d'air, et, si leur vitesse dans le champ électrique créé entre les toiles C et B est supérieure à la vitesse du courant d'air, ces ions positifs atteindront tous la toile B, et, pour un courant d'air donné, le courant électrique observé à l'électromètre restera constant pour des forces électromotrices croissant au delà d'une valeur déterminée. C'est ainsi que, pour un courant d'air de 205 centimètres cubes par seconde, on a un courant électrique qui augmente avec la force électromotrice jusqu'à 250 volts environ et reste ensuite le même quand la force électromotrice devient 300 ; 400 ; ... ; 600 volts.

La plus petite des valeurs de la force électromotrice qui donne le courant électrique limite correspond à une vitesse des ions positifs égale et opposée à la vitesse des particules matérielles d'air. On trouve ainsi $1^{cm},4$ par seconde pour la vitesse des ions positifs qui correspondrait à 1 volt par centimètre.

B. Brunhes.

K. HONDA et S. SHIMIZU. — Note on the Vibration of Ferromagnetic Wires placed in a Varying magnetizing Field (Note sur les vibrations des fils de substances ferro-magnétiques placées dans un champ magnétique variable). — *Phil. Mag.*, 6e série, t. IV, p. 645.

Les vibrations provoquées dans un fil par les variations brusques du champ magnétique peuvent être classées en plusieurs catégories : 1° les vibrations qui résultent de l'action simultanée du champ magnétique et du courant électrique traversant le fil ; ces vibrations se produisent même lorsque la substance est non magnétique (Page, Delezenne, de La Rive) ; 2° les vibrations qui accompagnent l'aimantation ou la désaimantation brusques d'un fil magnétique, et qui paraissent provoquées par la percussion produisant l'allongement du fil (Marrian, Wertheime) ; 3° les vibrations qui sont pro-

duites par l'action d'un champ magnétique alternatif ou d'un courant électrique intermittent sur un fil métallique (Beatson).

De La Rive et Wiedemann ont attribué à ces phénomènes une origine purement moléculaire; Wertheim et Bachmetjew les considèrent comme la conséquence de la variation de longueur due au champ magnétique.

Afin d'éclairer cette question, les auteurs ont entrepris des expériences qui les ont conduits aux principaux résultats que voici: 1° même jusqu'à des fréquences de 200 par seconde, les fils de métaux non magnétiques ne fournissent aucun son dans les champs magnétiques alternatifs; 2° les fils de métaux magnétiques (fer ou nickel) fournissent au contraire un son dont le nombre des périodes est celui des interruptions dans un champ intermittent, tandis qu'il est le double de celui des périodes entières dans le cas d'un champ alternatif; ce résultat est explicable avec les idées de Wertheim et Bachmetjew, parce que l'allongement est indépendant de la direction du champ; d'où il résulte qu'une période complète provoque deux allongements successifs du fil; 3° l'amplitude de la vibration longitudinale est plus considérable que le changement provoqué par un champ constant de grandeur égale à l'intensité maximum du champ intermittent ou alternatif. Bien mieux, si, en conservant un champ constant, on fait varier la période du courant magnétisant, les amplitudes des vibrations subissent des variations avec des maxima nettement accusés; ces maxima se manifestent pour des périodes qui sont presque indépendantes de la longueur du fil tendu, périodes qui varient suivant que les fils sont tendus par des poids ou par des ressorts.

Il est bien difficile après de telles observations de préciser à laquelle des deux causes signalées plus haut (actions moléculaires ou changements magnétiques de la longueur) on doit rattacher la production des vibrations.

R. Dongier.

J.-A. CUNNINGHAM. — The Discharge of Electricity through Gases and the Temperatures of the Electrodes (La décharge électrique à travers les gaz et la température des électrodes). — P. 684-704.

Les expériences diverses faites sur la conductibilité électrique des gaz chauds ont montré qu'il se produisait une ionisation du gaz tout

près de la surface des électrodes chaudes ; le métal au rouge donne des ions positifs et, au blanc, donne des ions négatifs. Le nombre des ions croît rapidement pour une faible élévation ultérieure de température, et la différence de potentiel nécessaire pour produire une décharge diminue de plus en plus.

Si l'on fait le vide dans le tube, les phénomènes sont plus compliqués et les résultats plus difficiles à interpréter ; Hittorf a montré que la luminosité dans la colonne positive s'éteint dans le voisinage d'une spirale de platine chauffée, comme si l'anode elle-même était portée au rouge blanc. L'échauffement de la cathode ne modifiait pas la différence de potentiel totale jusqu'au moment où, une incandescence jaune étant atteinte, cette différence diminuait rapidement. Hittorf trouva aussi que le gradient du potentiel dans la colonne positive était indépendant du courant, mais diminuait avec la pression. La chute cathodique restait pratiquement constante jusqu'à ce que la cathode fût couverte d'une lueur négative ; après quoi elle croissait quand le courant augmentait. Elle croissait aussi très rapidement quand on diminuait la pression.

Dans ses expériences, M. Cunningham employait une sorte de tube de Crookes communiquant avec une pompe à vide.

Les électrodes étaient formées d'un fil replié en forme de grillage plan. Cette disposition permettait de les chauffer au moyen d'un courant électrique. Une pince thermoélectrique permettait de mesurer la température. Trois autres électrodes soudées, l'une près de l'anode, l'autre près de la cathode, la troisième entre les deux premières, servaient à la mesure de différence de potentiel.

La décharge était obtenue au moyen d'une batterie de 1 000 accumulateurs.

Résultats. — La cathode étant à 35°, la chute cathodique, étant de 600 volts à une pression inférieure à $0^{mm},1$ de mercure, diminue, quand la pression augmente, jusqu'à une valeur de 220 volts pour une pression de $0^{mm},7$, et augmente ensuite quand la pression continue à augmenter. La cathode étant à 1 500°, la chute cathodique KE diminue, quand la pression augmente, de 600 à 300 volts pour une pression de $0^{mm},7$, et reste ensuite à peu près constante quand la pression augmente.

Les différences de potentiel entre la cathode K et les électrodes successives D, B, A diminuent d'abord quand la pression augmente, passent par un minimum pour une pression voisine de $0^{mm},5$ et

croissent ensuite, KD plus rapidement que KE, KB plus rapidement que KA, KA plus rapidement que KB.

A pression constante, la chute cathodique et les autres différences de potentiel varient peu avec la température de la cathode jusqu'à la température de 1 600° environ, à partir de laquelle on a une diminution rapide.

Des expériences ont aussi été faites avec des températures différentes de l'anode. A pression constante, la chute de potentiel KD, par exemple, varie peu avec la température de l'anode. L'auteur donne des tableaux des résultats numériques des expériences et les courbes qui les représentent.

E. PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — Does Motion through the Æter cause double Refraction? (Le mouvement à travers l'éther doit-il produire une double réfraction?) — P. 678-684.

On connaît le résultat négatif des expériences de Michelson et Morley. Les phénomènes optiques sont donc impuissants à mettre en évidence le mouvement de translation de la terre par des observations qui n'empruntent pas la lumière des astres.

Les expériences de Michelson et Morley ont été aussi interprétées comme prouvant que l'éther partage le mouvement de la terre.

Mais il y a d'autres phénomènes, principalement l'aberration stellaire, qui favorisent l'hypothèse d'un éther stationnaire.

On connaît également l'hypothèse de Lorentz et Fitz-Gerald, qui suppose que les corps subissent, par suite du mouvement à travers l'éther, un raccourcissement égal à $\frac{1}{2}\theta^2$, θ étant de l'ordre 10^{-4} de l'aberration, de sorte que le changement optique qu'on devait remarquer dans les expériences ci-dessus est complètement compensé par le phénomène invoqué par ces deux illustres physiciens.

Lord Rayleigh pense qu'une pareille déformation de la matière doit être accompagnée d'une double réfraction sensible : c'est pour rechercher cette double réfraction qu'il a institué les expériences qui font l'objet de ce mémoire. Nous nous bornerons à indiquer le résultat; l'effet cherché était de l'ordre de $\frac{1}{2}\theta^2$, soit de l'ordre de 10^{-8}.

Les expériences de lord Rayleigh ont porté sur les liquides suivants:

CS^2 (tube de 76 centimètres de longueur) et H^2O (tube de 73cm,5 de longueur), et sur une pile de lames de verre de 110 millimètres d'épaisseur totale. Il n'a pas pu déceler une double réfraction de l'ordre attendu : 10^{-8}.

E. Néculcéa.

W. SUTHERLAND. — The Electric Origin of Molecular Attraction (Origine électrique de l'attraction moléculaire). — P. 625-645.

L'auteur cherche à montrer qu'on peut expliquer l'attraction moléculaire en supposant que chaque molécule est formée de deux électrons, l'un chargé positivement, l'autre négativement.

En supposant de tels doubles points ou doublets électriques placés au hasard, on peut se rendre compte que le résultat des attractions et des répulsions qui ont lieu entre tous les électrons positifs et négatifs est une attraction exercée de molécule à molécule.

Dans ce système, une molécule, doublet électrique, est analogue au petit aimant moléculaire de la théorie du magnétisme d'Ampère. On voit de suite l'action de 2 molécules l'une sur l'autre.

En considérant un grand nombre de molécules agissant les unes sur les autres, on arrive à trouver une force moléculaire qui varie en raison même de la quatrième puissance de la distance.

L'auteur compare ensuite les résultats de sa théorie aux lois connues de l'attraction moléculaire et à la théorie de Helmholtz relative à la valence chimique.

Il cherche aussi à savoir comment sont formés les doublets électriques des différentes substances chimiques.

E. Perreau.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

A. GARBASSO. — Sopra una quistione di elettrodinamica (Sur une question d'électrodynamique). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 372 ; mai 1902.

L'auteur étudie la distribution de la décharge des condensateurs entre plusieurs circuits en parallèle. Il passe du cas de deux et de

trois fils au cas de n fils, en simplifiant par une représentation symbolique des développements qui compliqueraient beaucoup.

Si la résistance de chaque fil est proportionnelle au coefficient de self-induction, les quantités de chaleur développées dans deux des fils sont en raison inverse de leurs résistances. Le système des n fils équivaut à un conducteur unique dont on peut déterminer la résistance R et le coefficient L de self-induction; en particulier, si $n = 2$:

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \qquad L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}.$$

Dans le cas de deux fils quelconques, les quantités d'électricité qui les traversent sont en raison inverse de leurs résistances. Ce résultat a été l'objet d'une vérification expérimentale de la part de l'auteur.

G. MORERA. — Intorno alle oscillazioni elettriche (Au sujet des oscillations électriques). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 383; mai 1902.

L'auteur examine le cas de la décharge entre deux conducteurs quelconques.

Désignons par Γ la charge induite dans l'un, lorsqu'il communique avec le sol et que l'autre est au potentiel 1; par γ_1 et γ_2, les charges qu'il faudrait communiquer aux deux conducteurs pour qu'ils aient tous deux le potentiel 1.

Soient p_1 et p_2 leurs potentiels dans le cas général, et q_1 et q_2 leurs charges; si on les réunit par un fil de résistance R et de self-induction L, on a:

$$Ri + L\frac{di}{dt} = p_1 - p_2.$$

On en déduit que la décharge sera oscillatoire si l'on a :

$$2\sqrt{\frac{(\gamma_1 + \gamma_2)L}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2}} > R,$$

et la période est alors:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\Gamma(\gamma_1 + \gamma_2) + \gamma_1\gamma_2} \cdot \frac{1}{L} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

Si les deux conducteurs constituent un condensateur symétrique, γ_1 égale γ_2 ; et si cette valeur commune est négligeable devant Γ, on retrouve la formule de Thomson.

Si, comme dans l'oscillateur de Hertz, les deux conducteurs sont sans influence mutuelle sensible, $\Gamma = 0$:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{1}{2} L\gamma}.$$

L'auteur examine en terminant le cas où l'un des conducteurs est mis en communication avec le sol, tandis que l'autre est sans influence sensible sur lui. Si la décharge est oscillatoire, la période est :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{L\gamma_1} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

A. MASINI. — Di una disposizione opportuna per aumentare l'effetto delle onde elettromagnetiche sovra un circuito (Sur une disposition pour augmenter l'effet des ondes électromagnétiques sur un circuit). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 455 ; juin 1902.

L'auteur, observant que les actions des ondes électromagnétiques sur les différentes parties du circuit du radioconducteur peuvent être de sens contraire, renforce l'action en supprimant les actions nuisibles par l'interposition d'écrans conducteurs.

Partant de cette remarque, M. Masini enroule une partie du circuit sur une lame métallique rectangulaire et isolée, et courbe cette lame de façon à former un cylindre dont les génératrices sont représentées par les fils ; en produisant les ondes à l'intérieur, on observe que l'action est renforcée.

Il semble alors qu'il y ait avantage à constituer le récepteur d'ondes par une plaque métallique, autour de laquelle est enroulé un fil placé dans le circuit du radioconducteur.

D. MAZZOTTO. — Effetto di lunghi rinvenimenti a varie temperature sulle costanti magnetiche del ferro (Effet des longs stationnements à différentes températures sur les constantes magnétiques du fer). — *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 417 ; juin 1902.

L'auteur étudie par la méthode du magnétomètre les variations de perméabilité, de rémanence et de force coercitive produites

lorsque l'on maintient un barreau de fer pendant longtemps à diverses températures (100-180-360°).

Il y a diminution de la susceptibilité et augmentation de la force coercitive et du champ de susceptibilité maxima ; ces modifications sont d'autant plus sensibles et plus lentes à se manifester que la température de stationnement est plus basse (au moins jusqu'à 100°).

La différence entre la susceptibilité du fer recuit et celle du fer qui a stationné est très accentuée dans les champs faibles ; elle décroît à partir du champ de susceptibilité maxima et disparaît pour les champs intenses (40 C. G. S.).

Le maintien à une température donnée n'empêche pas le fer de prendre les valeurs qui correspondent à une autre température de stationnement, à laquelle on le porte ensuite.

Puisque les stationnements ne modifient pas la susceptibilité dans les champs élevés, on peut admettre que l'augmentation avec le temps des pertes par hystérésis, constatée dans les machines à courant alternatif, est due non à une diminution de perméabilité, mais à l'augmentation que subit la force coercitive du noyau.

A. RIGHI. — Sulla produzione di suoni per mezzo delle scariche nei tubi a gas rarefatto e nelle fiamme (Sur la production des sons au moyen des décharges dans les tubes à gaz raréfié et dans les flammes). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 37 ; juillet 1902.

Un tube à gaz raréfié est dans le circuit d'une batterie de 400 petits éléments avec une forte résistance liquide ; sur le tube est en dérivation un circuit comprenant un condensateur et un téléphone. En fermant le circuit principal, on entend un son dont la hauteur croît avec le nombre d'éléments et varie en sens inverse de la résistance, de la capacité, de la distance des électrodes et de la pression du gaz. Le nombre de vibrations par seconde est de beaucoup inférieur à celui des oscillations électriques du circuit dérivé, l'origine du son est donc différente de celle de l'arc chantant. La période est égale à l'intervalle de deux décharges.

Le phénomène peut être observé en remplaçant le tube par une flamme de Bunsen, rendue conductrice à l'aide du chlorure de sodium.

Ces expériences étaient faites avec une très petite self-induction du circuit dérivé. Si, au contraire, on rend celle-ci considérable

la période d'oscillation électrique devenant égale ou supérieure à l'intervalle de deux décharges, le son est dû aux variations de potentiel produites par les oscillations électriques et il a la période même de ces oscillations.

Entre ces deux cas extrêmes, le son dépend aussi bien du coefficient de self-induction du circuit dérivé que de la force électromotrice et de la résistance du circuit principal. Cette dépendance est complexe ; si l'on fait varier la self-induction ou la résistance d'une manière continue, la hauteur du son ne varie pas d'une manière continue ; il y a des variations brusques ; certains sons sont possibles, et les intermédiaires ne le sont pas.

G. GIORGI. — Sistema di unità di mesure elettromagnetiche (Système d'unités de mesures électromagnétiques). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 11 ; juillet 1902.

L'auteur remarque que les différentes tentatives faites pour débarrasser les formules du facteur 4π ont échoué devant la difficulté que présentait la transformation des unités actuelles.

Ce facteur 4π devrait disparaître, puisque, dans beaucoup des formules où il entre, il n'est question ni de cercle, ni de sphère. Cette question de rationalisation est d'ailleurs intimement liée à l'unification des systèmes électrostatique et électromagnétique.

M. Giorgi forme avec les unités électriques, dites unités pratiques, un système absolu.

Le seul lien nécessaire entre un système de mesures électromagnétiques et un système mécanique est que l'unité d'énergie soit la même. Pour reproduire le joule, l'auteur a choisi le kilogramme et le mètre. Le système rationnel complet est ainsi formé des unités pratiques usuelles et des trois unités mécaniques, kilogramme, mètre et seconde.

M. Giorgi examine ce que deviennent alors les constantes électromagnétiques fondamentales d'un milieu. Soit $\varkappa$ la constante électrostatique et λ la constante magnétique. Les valeurs pour l'éther libre sont :

$$\varkappa_0 = 0{,}000000000008842$$
$$\lambda_0 = 0{,}000001256637$$

et elles satisfont à la relation :

$$(\varkappa_0\lambda_0)^{-\frac{1}{2}} = 3 \times 10^8.$$

Ces valeurs différentes de l'unité ne sont pas une anomalie, elles expriment un fait physique : l'éther libre a une susceptibilité extrêmement petite pour les actions électrostatiques et magnétiques, mais beaucoup plus petite pour les premières que pour les secondes.

A. SELLA. — Ricerche di radioattivita indotta (Recherches de radioactivité induite). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 131; août 1902.

L'auteur complète ses premières expériences ([1]) et confirme qu'en reliant un corps à un des pôles d'une machine statique et l'autre pôle à un système de pointes placées vis-à-vis du corps, on obtient la radioactivité, quel que soit le signe de l'électrisation.

L'auteur a commencé une série de recherches avec de l'air, en présence de l'oxyde de thorium ; les phénomènes sont beaucoup plus intenses qu'avec l'air ordinaire et peuvent servir de guide.

La radioactivité est due à un état préexistant dans l'air même.

En opérant avec une lame de zinc poli, on observe une altération superficielle, offrant l'aspect des figures de Kundt ; c'est aux endroits altérés que la radioactivité est communiquée ; c'est là qu'a lieu l'échange d'électricité entre la lame et l'air.

Les particules actives contenues dans l'air s'électrisent au contact des pointes, sont lancées sur la lame et s'y fixent. L'auteur indique plusieurs expériences de vérification, où il parvient à purifier l'air de ses particules actives et à empêcher toute action ultérieure.

Dans l'électrolyse d'une solution d'azotate de thorium, l'électrode négative devient radioactive.

G.-C. DE ROSSI et A. SELLA. — Sul comportamento elettrico delle fiamme in un campo elettrostatico alternato (Sur les phénomènes produits par une flamme dans un champ électrostatique alternatif). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 94 ; août 1902.

Une flamme est disposée entre deux plateaux métalliques formant condensateurs et reliés aux bornes du secondaire d'un Ruhmkorff, dont le primaire est alimenté par un courant alternatif.

La flamme communique avec le sol par l'intermédiaire d'un galva-

---

([1]) A. SELLA, *Il Nuovo Cimento*, t. III, p. 138 ; février 1902 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 735 ; 1902.

nomètre. La plupart des flammes donnent lieu à un courant positif de la flamme au sol; pour celles-ci, la vitesse des ions négatifs serait, en dehors de la flamme, plus grande que celle des ions positifs.

Le phosphore seul donne une flamme à courant négatif. Quelques flammes ne donnent pas de courant; les vitesses des deux sortes d'ions seraient alors égales, mais très inférieures aux vitesses précédentes.

Les auteurs ont examiné les déformations de la flamme dans un champ alternatif et dans un champ électrostatique tournant. Ils terminent par un essai d'application théorique qui rend assez bien compte des phénomènes observés.

A. POCHETTINO et A. SELLA. — Conduttivita elettrica acquistata dall'aria proveniente da una soffleria ad acqua (Conductivité électrique acquise par l'air provenant d'une soufflerie à eau). — *Rendiconti dell'Accad. dei Lincei*, t. XI, p. 527; 1902.

Les auteurs ont précédemment remarqué que l'air provenant d'une soufflerie à eau, desséché, désélectrisé et débarrassé des poussières, possède une conductivité plus grande que l'air ordinaire. Les dernières expériences confirment ce résultat. L'air vient frapper un plateau relié à un électromètre à feuilles d'aluminium; le mouvement des feuilles est observé au microscope. Si l'air provient d'un soufflet ou d'une poire en caoutchouc, la dispersion est la même que dans l'air au repos; mais, s'il provient d'une soufflerie à eau, la dispersion devient environ 4 fois plus grande, et cela quel que soit le signe d'électrisation du plateau. Ceci prouve que l'air est bien désélectrisé et élimine l'électrisation due au barbotement dans l'eau.

Les auteurs n'ont pu donner d'explication satisfaisante du phénomène.

VITTORIO E. BOCCARA. — Sulle variazoni diurne della rifrazione atmosferica (Sur les variations diurnes de la réfraction atmosphérique). — Extrait des *Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani*, t. XXXI; 1902.

M. Boccara a repris à l'Observatoire astronomique de Palerme la série d'expériences qu'il avait commencée à l'Observatoire de

Catane (¹). La méthode consiste à mesurer à l'aide d'une lunette, munie d'un micromètre à double image de Rochon, la distance angulaire d'un point fixe situé à 700 mètres environ et de la ligne d'horizon située à 30 kilomètres.

Les résultats ne font que confirmer ceux déjà obtenus par l'auteur; il attribue à la pression exercée par la lumière une influence prédominante. Plus la lumière est claire, plus sa pression est forte, et celle-ci s'ajouterait à la pression atmosphérique pour diminuer la réfraction. La réfraction atmosphérique est en effet moindre lorsque le ciel est pur que lorsqu'il est couvert, et présente son minimum de onze heures et demie à quatorze heures et demie.

A. GARBASSO. — Sulla polarizzazione rotatoria dei raggi di forza elettrica (Sur la polarisation rotatoire des rayons de force électrique). — *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 176; septembre 1902.

J.-C. Bose (²) a montré la rotation du plan de polarisation des ondes électriques par les substances à structure hélicoïdale, telles qu'un paquet de jute tordu autour de son axe.

A. Garbasso parvient à un résultat analogue en répétant l'expérience des piles de mica de Reusch avec 3 tablettes de bois d'égale épaisseur, taillées parallèlement aux fibres et superposées en tournant successivement de 120°.

On ne peut obtenir pratiquement une vibration circulaire; la théorie montre en effet que l'épaisseur de chaque tablette devrait être supérieure à 10 centimètres, et dans ces conditions l'amortissement serait trop considérable pour que l'on pût observer le phénomène.

Avec des tablettes de 2,5 centimètres, la rotation n'est pas sensible; avec des tablettes de 5 centimètres, elle est de 8 à 10° au maximum, et le rayon est rectiligne autant que l'on peut en juger. Le sens de la rotation est celui dans lequel les tablettes sont tournées de 120°.

(¹) BOCCARA, *Memorie della Società degli Spettroscopisti Italiani*, t. XXX; 1901; — *J. de Phys.*, 4ᵉ série, t. I, p. 319; 1902.
(²) J.-C. BOSE, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII; 1898.

M. ALLEGRETTI. — Sul fenomeno Edison (Sur le phénomène Edison).
***Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 161; septembre 1902.**

Si l'on place une lame métallique à l'intérieur d'une lampe à incandescence alimentée par un courant continu, et que l'on relie extérieurement cette lame à l'extrémité positive du filament par un circuit renfermant un galvanomètre, on observe un courant dirigé du filament à la lame.

Ce phénomène, constaté par Edison en 1884, a fait l'objet de nombreuses recherches, parmi lesquelles celles de Fleming (1), de Stark (2), de Hittorf (3).

Allegretti reprend cette étude; l'appareil qu'il emploie se compose d'un ballon de 12 centimètres, muni d'une ouverture fermée à l'émeri; le bouchon porte les deux pôles du filament et une tubulure qui relie le ballon à un grand récipient et à la pompe. Ce grand récipient évite les variations de pression dans l'ampoule, qui proviendraient des gaz développés par le filament. L'emploi du bouchon portant le filament permet de changer rapidement ce filament. La fermeture hermétique s'obtient en coulant dans l'évasement une solution alcoolique très épaisse de glu marine. La lame métallique circulaire est fixée à une tige qui peut se déplacer dans une tubulure latérale.

Les résultats obtenus sont les suivants :

L'intensité du courant entre la lame et le filament est d'autant plus grande que la pression est moindre. Elle augmente quand on rapproche la lame du filament. Elle n'est pas proportionnelle à la surface de la lame; ainsi, pour des surfaces proportionnelles à 1 ; 4 ; 9, les intensités sont proportionnelles à 1 ; 2,4 ; 3,6.

Le phénomène est sans action sur une pellicule protégée par du papier noir et placée entre la lame et le filament.

Un champ magnétique diminue l'intensité du courant, et l'effet est indépendant du signe du champ. Le courant est dévié de la même manière que les rayons cathodiques.

(1) FLEMING, *Phys. Soc.*, 1896; — et *Phil. Mag.*, t. XLII, p. 52; 1896.
(2) STARK, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 918-949; 1899.
(3) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 133; 1884.

L'auteur conclut de là que, si la pression est notable, le phénomène est dû principalement à la conductibilité communiquée au gaz par l'élévation de température; si, au contraire, la pression baisse, c'est l'influence d'une espèce de radiation analogue aux rayons cathodiques qui l'emporte.

A. VARALI-THEVENET. — Calore di soluzione (Chaleur de dissolution). *Il Nuovo Cimento*, t. IV, p. 186; septembre 1902.

L'auteur emploie le calorimètre de Bunsen et étudie la variation de la chaleur de dissolution avec la concentration à la température de 0°. Les résultats obtenus ne sont guère plus concordants que ceux des différents expérimentateurs, tels que Stakelberg, Winkelmann, Staub, Scholtz, qui avaient étudié la question auparavant; l'auteur attribue ces divergences à la dessiccation irrégulière des sels employés et à leurs impuretés.

Pour les grandes dilutions, la chaleur de dissolution semble ne dépendre que du poids moléculaire. En calculant par extrapolation la chaleur pour une concentration nulle, on trouve que le rapport entre cette chaleur et le poids moléculaire tend vers l'unité pour les sels à radicaux monovalents et vers 2 pour les divalents.

Contrairement à ce que Winkelmann a annoncé, la marche du phénomène ne peut être représentée par une droite; pour les solutions diluées, la chaleur de dissolution diminue plus rapidement que la concentration.

G. Goisot.

MARS 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

MARS 1903.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Gauthier.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — AVRIL 1903.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément... 15 fr

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros):

France.. 17 fr.
Etranger...................................... 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11., Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

DE LA MAGNÉTOFRICTION DANS LES TUBES A GAZ RARÉFIÉS ;

Par M. H. PELLAT (1).

En étudiant l'action d'un champ magnétique intense sur la décharge électrique à l'intérieur des tubes à gaz raréfiés, j'ai trouvé un certain nombre de phénomènes, les uns nouveaux, les autres déjà entrevus, qui m'ont paru tout à fait inexplicables par les lois connues. En poursuivant leur étude, j'ai reconnu que, dans ces phénomènes, tout se passait comme s'il existait pour les particules en mouvement dans les tubes au moment de la décharge une sorte de frottement anisotrope, considérable dans le sens perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique et nul ou presque nul dans le sens même de ces lignes. Autrement dit, le faisceau anodique, aussi bien que le faisceau cathodique, a la plus grande peine à couper les lignes de force et tend à se canaliser dans les tubes de force du champ magnétique. C'est pour rappeler cet effet de frottement magnétique, au moins apparent, que j'ai proposé de donner à ces phénomènes nouveaux le nom de *phénomènes de magnétofriction*, ce qui ne doit préjuger en rien, du reste, leur nature intime.

Le phénomène que je signalerai tout d'abord n'est pas le premier en date que j'aie observé, mais c'est celui qui a le plus vivement appelé mon attention et qui a été vraiment le point de départ de mes recherches.

Dans un champ magnétique intense, le faisceau cathodique qui s'échappe d'une cathode en forme de plateau dessine exactement le tube de force magnétique ayant pour base la surface de la cathode, les rayons cathodiques partant uniformément de toute la surface du plateau, d'un côté et de l'autre de celui-ci.

J'ai pu suivre ce phénomène depuis la pression de 4 millimètres de mercure, pour laquelle les rayons cathodiques n'illuminent le gaz qu'à une très faible distance de la cathode et où, par conséquent, le tube visible est extrêmement court, jusqu'à la pression de $0^{mm},004$ de mercure, ce qui constitue un tube de Crookes très résistant. Lorsque la pression du gaz n'est ni trop grande ni trop faible, le faisceau cathodique, tout en ayant une longueur de plusieurs centimètres, illumine le gaz sur tout son parcours. C'est dans ces conditions que le

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 février 1903.

phénomène est le plus beau. Pour un champ de 3 000 unités C. G. S. ou au-dessus, les bords du tube de force magnétique dessiné ainsi par les rayons cathodiques sont tellement nets qu'on peut les regarder à la loupe sans apercevoir le moindre flou. Pour un champ de 1000 unités, les bords du tube sont légèrement flous, mais le tube est encore dessiné avec une parfaite netteté. Dans un champ de 300 unités, on ne distingue plus rien de net. Lorsque la pression devient très faible, le gaz ne s'illumine plus sur le trajet du faisceau cathodique (tube de Crookes); mais la base du tube de force est nettement dessinée sur le verre par la fluorescence verte qu'elle produit et indique le trajet de tout le faisceau cathodique, qui est bien encore celui du tube de force ayant pour autre base la cathode.

Les ampoules dont je me suis servi dans ces expériences étaient petites pour pouvoir être placées entre les pièces polaires d'un électro-aimant Weiss. Les électrodes étaient en aluminium; la cathode affectait la forme d'un plateau circulaire ou carré. Le gaz a été l'air ou l'hydrogène chargé de vapeurs de mercure (1).

Des phénomènes analogues avaient déjà été indiqués par un certain nombre d'expérimentateurs : Hittorf (2), M. Witz (3), M. Birkeland (4) et M. Broca (5).

---

(1) Comme on le sait, le passage de la décharge dans un tube clos raréfie le gaz et finit par transformer un tube de Geissler en un tube de Crookes. Pour remédier à cet inconvénient, quelques-uns de mes tubes étaient pourvus d'un osmo-régulateur Villard (tube de platine). En chauffant celui-ci dans la flamme d'un bec de Bunsen, on fait rentrer de l'hydrogène dans le tube. Mais, comme l'avait déjà constaté M. Villard, il se produit alors dans le tube illuminé par le passage de la décharge une coloration qui est due à la présence de la vapeur de mercure. C'est ainsi que le vide étant fait d'abord sur l'air, la lumière cathodique est d'un beau violet (le tube de force est dessiné en violet); le spectroscope ne décèle pas les raies du mercure. Si le tube, séparé de la trompe, est devenu trop résistant par suite de l'absorption des gaz par les électrodes et qu'on fasse rentrer de l'hydrogène par l'osmo-régulateur, la lumière cathodique devient d'un beau bleu de ciel (le tube de force se dessine en bleu) et le spectroscope décèle en très brillant les raies du mercure. Evidemment le mercure a distillé de la trompe dans l'ampoule ; mais il est curieux de voir que la présence de l'hydrogène le met en évidence. Est-ce un composé hydrogéné du mercure qui s'est formé ? Ce composé serait très stable, car j'ai un tube qui, depuis un an environ, présente la coloration due à la vapeur de mercure sans que le temps ait apporté aucune modification.

(2) *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVI ; — *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. XVII, p. 487 ; 1869.

(3) *Exploration du champ magnétique par les tubes à gaz raréfiés* (*C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CX, p. 1002 ; 1890).

(4) *Arch. des Sciences phys. et nat. de Genève*, 4e période, t. I, p. 497 ; 1896.

(5) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 710 ; 1898.

En particulier, M. Witz a dit très nettement, dès 1890, que le flux cathodique suivait les lignes de force d'un champ magnétique intense. Mais cet auteur, ne s'étant pas servi de cathode en forme de plateau, n'avait pas pu voir que le faisceau cathodique se moule entièrement dans le tube de force ayant pour base la cathode de façon à former un tube uniformément plein de ces rayons. Les rayons anodiques suivent aussi les lignes de force du champ magnétique; pourtant ils ne forment pas un tube de force ayant pour base l'anode, prise sous forme de plateau, dans un tube court, parce qu'ils partent seulement des bords de ce plateau, du côté du faisceau cathodique dévié par le champ de façon à ne pas rencontrer l'anode : l'action électrique que produit le flux cathodique sur le flux anodique est la cause fort probable de cette différence. Mais, ce qu'il y a de remarquable, c'est que le faisceau cathodique n'est nullement déformé par l'attraction réciproque que doit exercer sur lui le faisceau anodique à proximité de l'anode. Cette dissemblance me paraît pouvoir s'expliquer par une grande différence de vitesse entre les deux genres de rayons, les cathodiques ayant une vitesse bien plus grande que les anodiques.

La première idée qui vient à l'esprit pour expliquer que les faisceaux cathodiques ou anodiques suivent ainsi les lignes de force d'un champ magnétique intense, c'est qu'en vertu de l'action électromagnétique que le champ exerce sur ces faisceaux, très évidente lorsque le champ est faible, chacun de ces rayons s'enroule en hélice le long d'une ligne de force dont les spires sont d'autant plus voisines de celle-ci que le champ est plus intense, de façon à simuler cette ligne de force dans les champs très intenses.

J'ai reconnu que cette explication n'est pas admissible pour les expériences que j'ai faites. Voici une expérience qui me paraît ne laisser aucun doute à cet égard.

Une ampoule cylindrique ayant 3 centimètres de diamètre est pourvue de deux électrodes en aluminium, l'une carrée, l'autre circulaire, d'un centimètre carré de surface environ, placées en face l'une de l'autre à 2 centimètres de distance, perpendiculairement à l'axe horizontal du tube, et centrées sur cet axe. Devant l'électrode carrée, prise le plus souvent comme cathode, est placée verticalement une petite tige de verre portant en face du milieu de l'électrode un disque de verre de 5 millimètres de diamètre, percé d'un trou destiné à délimiter un pinceau de rayons cathodiques.

Cette ampoule a été disposée de façon que son axe horizontal fît un angle d'environ 45° avec les lignes de force sensiblement horizontales aussi. En laissant fixe l'ampoule, j'ai fait varier la pression du gaz depuis $0^{mm},7$ (Geissler) jusqu'à $0^{mm},01$ (Crookes), par degrés rapprochés, et le champ magnétique depuis 140 jusqu'à 400 unités, par la variation de l'intensité du courant dans l'électro-aimant. J'ai été ensuite jusqu'à 5 000 unités en déplaçant l'ampoule.

Pour un champ de 140 unités, l'action observée est à peu près celle que donnerait la force électromagnétique agissant seule : le faisceau cathodique se recourbe vers le haut ou vers le bas, suivant le sens du champ, de façon que son extrémité vienne frapper le verre de l'ampoule dans le voisinage du plan vertical V passant par l'axe de celle-ci.

Si l'effet observé dans les champs intenses était dû à l'enroulement des rayons cathodiques autour des lignes de force, on devrait, quand le champ augmente progressivement à partir de 140 unités, voir l'extrémité du faisceau cathodique décrire un grand nombre de spires de plus en plus serrées jusqu'à ce que chacun des rayons issus de la cathode simule la ligne de force autour de laquelle il s'enroule. Or, ce n'est pas du tout ce qu'on observe : quand le champ augmente à partir de 140 unités, on voit simplement l'extrémité du faisceau cathodique s'écarter de plus en plus du plan V, jusqu'à ce qu'il soit placé dans un plan horizontal passant par l'axe de l'ampoule ; à partir de ce moment, le faisceau cathodique dessine le tube de force et la netteté des bords est d'autant plus grande que le champ est plus intense.

Ainsi ce phénomène est complètement distinct de celui que M. Birkeland a observé dans des champs faibles, où la direction générale du faisceau cathodique était bien celle du champ magnétique, mais grâce à l'enroulement des rayons cathodiques sur un cône d'après l'action électromagnétique ordinaire, comme l'a expliqué M. Henri Poincaré et comme l'ont vérifié expérimentalement MM. Wiedemann et Wehnelt.

Le phénomène que j'ai étudié s'explique au contraire aisément en admettant que les particules cathodiques éprouvent la résistance anisotrope signalée au début de cette communication sous le nom de magnétofriction.

Voici, du reste, une expérience qui montre que le champ magnétique produit bien quelque chose d'analogue à un frottement, même

dans le sens des lignes de force. Lorsque la pression est assez forte pour que les rayons cathodiques n'atteignent pas l'extrémité de l'ampoule en l'absence du champ, en produisant celui-ci, les rayons cathodiques se resserrent de toutes parts autour de la cathode, beaucoup plus dans le sens perpendiculaire aux lignes de force que dans le sens de celles-ci ; mais, même dans ce dernier sens, le flux cathodique s'éloigne moins de la cathode qu'en l'absence du champ. En outre, si l'on augmente l'intensité de celui-ci, la portion du tube de force dessiné par lui se raccourcit un peu.

L'étude de l'action d'un champ magnétique intense sur le faisceau anodique conduit à la même conséquence, avec cette différence, déjà indiquée plus haut, que, le faisceau anodique étant plus sensible aux actions électriques que le faisceau cathodique, il faut des champs magnétiques un peu plus intenses pour avoir avec la même netteté les phénomènes dus à la magnétofriction.

C'est ainsi que, si l'on vient à placer un long tube de Geissler cylindrique dans les trous que présentent, suivant leur axe, les pièces polaires de l'électro-aimant et qui servent habituellement aux expériences de polarisation magnétique, de façon qu'en moyenne le faisceau anodique se trouve dans le sens des lignes de force entre les pièces polaires, on voit ce faisceau se rétrécir en un mince cylindre suivant l'axe du tube, présentant un épanouissement en forme d'entonnoir à chaque extrémité aboutissant aux trous.

Ce phénomène est le premier de ceux que j'ai observés se rattachant à la magnétofriction et il me parut alors impossible de l'expliquer par aucune loi connue. Je me l'explique facilement aujourd'hui : grâce à la difficulté qu'il éprouve à couper les lignes de force, le flux anodique épouse la forme du tube de force situé entre les trous des pièces polaires. Celui-ci, très étroit entre ces pièces à cause de la grande intensité du champ, s'épanouit en entonnoir vers les trous, parce qu'à l'intérieur de ceux-ci l'intensité du champ est beaucoup moindre.

J'ai fait de nombreuses expériences sur le flux anodique en disposant de longs tubes à gaz raréfiés, de façon que leur milieu soit disposé perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique. Celui-ci était produit entre des pièces polaires planes

de 7 centimètres de diamètre et rapprochées à 2 centimètres environ. On pouvait ainsi mettre le milieu du tube dans un champ très intense (pouvant aller jusqu'à 7 000 unités), mais qui décroissait rapidement à partir du milieu et était sensiblement nul vers les extrémités du tube.

Pour les faibles intensités du champ, le faisceau anodique est dévié conformément aux lois de l'électromagnétisme, et vient former contre la paroi du tube un filet lumineux d'autant plus mince que le champ est plus intense. Ce filet est en avant ou en arrière du tube, suivant le sens du champ ou de la décharge. Mais, à partir d'une certaine intensité du champ que je désignerai par H, le faisceau anodique se diffuse autour du filet, d'abord sous forme d'un nuage qui ne s'écarte pas beaucoup de lui, puis la diffusion augmente de plus en plus jusqu'à envahir toute la section du tube quand le champ devient plus intense. Enfin le filet lui-même disparaît dans les champs très intenses et l'effet des forces électromagnétiques ne se manifeste plus que par une intensité lumineuse un peu plus grande sur le bord où était le filet quand on regarde le tube de côté [1]. Cette différence d'intensité diminue, du reste, et tend à disparaître lorsque le champ continue à croître.

La partie diffusée ne présente jamais de stratifications. Le filet ne peut en présenter que lorsqu'il est très large, dans les champs très peu intenses par conséquent.

Deux phénomènes mettent alors en évidence que le faisceau anodique est soumis à quelque chose d'analogue à un frottement dans la partie où il coupe à angle droit les lignes de force du champ intense :

Lorsque la diffusion est complète, c'est-à-dire occupe toute la largeur du tube, celui-ci nécessite pour fonctionner une différence de potentiel considérablement plus grande qu'en l'absence du champ ou qu'avec des champs assez faibles pour réduire le faisceau anodique en un mince filet ; on en juge par la longueur de l'étincelle équivalente dans l'air, qui, par exemple, peut passer de 1 millimètre à 24 millimètres. Comme l'aspect du tube est peu modifié dans la plus grande partie de sa longueur par la présence du champ intense vers son milieu, on doit admettre que cet excès de différence de potentiel se trouve aux extrémités de la longueur (7 centimètres)

(1) Par les ouvertures percées dans l'axe des pièces polaires.

soumise au champ intense : la force électrique qui agit sur une particule électrisée en mouvement dans cette région doit donc être beaucoup plus considérable qu'ailleurs, témoignant d'une résistance à vaincre analogue à un frottement.

Le second phénomène, corrélatif du premier, est une création de chaleur qui rend brûlante la partie du tube soumise au champ intense, tandis que le reste du tube demeure froid.

La difficulté qu'a le faisceau anodique à couper les lignes de force d'un champ intense est rendue encore manifeste par l'expérience suivante, qui est d'un curieux effet. Un tube semblable au précédent présente une dérivation formée par un tube de verre bien plus étroit (5 à 6 millimètres de diamètre) qui contourne l'une des pièces polaires de l'électro-aimant de façon à permettre au flux anodique de ne pas passer dans le champ intense. Tant que le champ est faible, le flux anodique passe tout droit à travers le champ, sans que rien de visible ne passe dans le tube en dérivation. Mais, lorsque le champ devient intense, tout le flux anodique passe par la dérivation, en formant un filet très mince, sans que rien de visible ne passe tout droit, dans le large tube, à travers le champ intense.

Cette expérience montre aussi qu'au point de vue des dérivations un faisceau anodique ne se comporte pas comme un courant : il n'y a pas passage simultané dans les deux branches dérivées avec des intensités en raison inverse des résistances.

Les différents aspects que prend un tube placé dans les conditions que nous venons d'indiquer ne se présentent pas pour les mêmes valeurs du champ quand la pression ou la nature du gaz est modifiée. Voici un tableau qui donne la valeur H du champ magnétique à partir duquel la diffusion du faisceau anodique commence à apparaître selon la pression dans le cas de l'hydrogène et de l'oxygène (1).

(1) Les gaz oxygène et hydrogène étaient préparés par l'électrolyse d'une solution de potasse; ils étaient desséchés par un séjour prolongé sur de la potasse en morceaux qui avait été maintenue assez longtemps en fusion pour se déshydrater en partie.

Valeur du champ à partir duquel la diffusion du faisceau anodique due à la magnétofriction commence à apparaître

Hydrogène				Oxygène	
Pression en millimètres	H C. G. S.	Pression en millimètres	H	Pression en millimètres	H C. G. S.
20	1 740	1,3	390	1,5	supérieure
16	1 340	0,97	390	0,7	à 7 000
12	1 090	0,70	390	0,54	2 430
10	1 000	0,38	390	0,18	1 580
7	920	0,14	390	0,03	300
4,6	840	0,03	390		
3	570	0,0078	300		
2	390				

Ainsi, à mesure que la pression diminue, l'intensité H du champ à partir duquel la diffusion commence à apparaître diminue aussi ; il en est de même, du reste, de l'intensité du champ qui correspond à la diffusion complète. Mais il y a une énorme différence entre les nombres correspondant à une même pression pour l'hydrogène et pour l'oxygène (si l'on excepte toutefois les pressions très faibles). J'ajouterai, pour mieux montrer la dissemblance des deux gaz, qu'avec une pression de $1^{mm},3$ de mercure et un champ de 7 000 unités C. G. S., pour l'hydrogène, la diffusion du faisceau anodique est complète, le filet n'étant plus visible, tandis que, pour l'oxygène, le faisceau est resserré en un mince filet très brillant sans diffusion appréciable. Pour qu'avec le champ de 7 000 unités C. G. S. l'oxygène donne une diffusion complète, comme celle qui vient d'être indiquée pour l'hydrogène, il faut, au lieu de $1^{mm},3$, descendre jusqu'à une pression voisine de $0^{mm},13$.

On voit par là que l'oxygène subit beaucoup plus difficilement les effets de la magnétofriction que l'hydrogène.

Il était intéressant de voir si, dans un mélange, les effets sur les deux gaz se manifesteraient séparément. L'expérience a été faite avec un mélange à volumes grossièrement égaux d'oxygène et d'hydrogène; elle a montré qu'au point de vue de la magnétofriction un mélange se comportait comme un gaz unique, jouissant de propriétés intermédiaires entre celles des composants : le spectroscope décelait les raies brillantes de l'hydrogène et les raies ou bandes beaucoup plus pâles de l'oxygène aussi bien dans le filet que dans la partie diffusée qui l'entourait. Pour les pressions totales $0^{mm},94$

et $0^{mm},46$, H fut trouvé respectivement égal à 3000 et 1100 unités C. G. S. L'air s'est comporté d'une façon analogue.

En terminant, je ferai remarquer que rien ne prouve jusqu'ici que l'électrisation des particules en mouvement soit nécessaire pour que le phénomène de magnétofriction se produise. L'expérience permettra peut-être de décider si ce frottement magnétique s'exerce sur la matière non électrisée se mouvant dans le champ avec une vitesse suffisante ou si l'électrisation de celle-ci est indispensable.

DE L'ACTION DES RADIATIONS DIVERSES SUR L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE;

Par M. W. LÉBÉDINSKY.

§ 1. J'ai trouvé, il y a deux ans, des procédés simples et sûrs pour montrer la double action des rayons ultra-violets sur l'étincelle électrique ; ces rayons peuvent ou bien faciliter le jaillissement des étincelles (phénomène de Hertz), ou bien, au contraire, entraver la décharge par étincelle.

J'ai employé d'abord des machines statiques de Holtz ou de Wimshurst de diverses dimensions pour faire jaillir des étincelles de quelques millimètres de longueur entre une électrode négative en forme de cône et une sphère positive d'un centimètre de diamètre en laiton amalgamé. L'action de la lumière d'un arc voltaïque arrête l'étincelle. La même lumière, tamisée à travers le mica ou des plaques de verre d'épaisseur convenable, n'exerce plus d'action [1].

§ 2. En rapprochant un peu les électrodes de l'excitateur déjà décrit et en introduisant un second excitateur, formé de deux sphères de laiton et placé parallèlement au premier, j'ai observé le phénomène de Hertz en variation de MM. E. Wiedemann et Ebert (*Wied. Ann.*, 1888): la lumière ultra-violette déplace la décharge par étincelle de l'excitateur en parallèle dans l'excitateur à cône et sphère, activé seul par la radiation.

Ce procédé est différent de celui de MM. Sella et Majorana (*Éclairage électrique*, 1896), qui ont employé un excitateur à deux boules en laiton amalgamées, entretenu par la bobine de Ruhmkorff.

---

[1] Si la lumière est faible, on doit éviter que l'étincelle ne soit trop fréquente.

La lumière n'éteint, peut-être, l'étincelle que si le circuit de décharge empêche l'apparition des oscillations électriques, la diversité des formes des électrodes en étant un des moyens. Au contraire, l'introduction du déchargeur en parallèle à deux boules, accompagnée de la diminution de la distance entre le cône et la sphère, facilite les oscillations qui permettent le phénomène de Hertz. Dans cet ordre d'idées, on ne peut pas compter le déchargeur en dérivation, le simple voltmètre, comme on fait d'ailleurs très souvent (Cf. Swingedauw, *Éclairage électrique*, 1897).

§ 3. Avec la bobine de Ruhmkorff, on obtient très aisément le phénomène de Hertz avec une courte étincelle dérivée par une petite bouteille de Leyde. Dans ce cas, le caractère oscillatoire de l'étincelle est évident (1). On peut remplacer les boules du déchargeur par deux bouts de fil en platine (0mm,25 de diamètre) ; ces électrodes, si la bouteille n'est pas introduite, donnent l'étincelle unipolaire : le bout négatif est incandescent jusqu'à fusion (Cf. Hittorf, *Wied. Ann.*, 1879), le pôle positif restant chauffé jusqu'au rouge ; cette forme de décharge semble ne pas éprouver l'action de la lumière ; la bouteille en dérivation introduit immédiatement l'étincelle oscillatoire, privant les deux bouts de fil de leur incandescence.

§ 4. Mais si, avec la même bobine de Ruhmkorff, on produit l'étincelle de 2,5-3 centimètres entre le cône négatif et la sphère positive ou le cône (—) et le disque (+) tout en laiton, l'étincelle, évidemment unipolaire d'après la signification des signes des électrodes, est éteinte par l'action de la lumière ultra-violette. Dans cette expérience, la grandeur de la distance explosive est bien suffisante pour constater par le simple déplacement de l'écran de mica que c'est le pôle négatif qui doit être illuminé pour que l'effet ait lieu. L'étincelle en dérivation de celle qui est éteinte par l'effet de la lumière permet de reproduire le phénomène de MM. Elster et Geitel (*Wied. Ann.*, 1890), qui ont observé l'extinction de l'étincelle éclatant entre une boule et un disque de zinc fraîchement amalgamé, et, en même temps, l'*apparition* de l'étincelle dérivée (augmentation du potentiel de décharge).

§ 5. Dans le cours de l'année 1902, j'ai eu l'occasion de faire des expériences avec la radiation du bromure de radium (50 milligrammes). Ces expériences ont montré la plus complète ressemblance des effets de

(1) L'étincelle en dérivation permet de reproduire l'effet de MM. E. Wiedemann et Ebert.

cette radiation avec les effets de la lumière ultra-violette. Par exemple, la décharge entre deux bouts de fil de platine, sans la bouteille de Leyde, ne semblait pas être affectée par la radiation du radium (§ 3). Mais le phénomène analogue au phénomène de Hertz apparaissait si la bouteille était introduite en dérivation. De même, le procédé décrit au paragraphe 4 a permis d'observer l'extinction de l'étincelle par la radiation du radium de la manière la plus concluante; l'échantillon de matière radiante pouvait être éloigné des électrodes de l'étincelle à plus d'un mètre de distance.

§ 6. Avec des rayons X émanés d'un tube focus alimenté par une bobine de Ruhmkorff (15 centimètres de longueur d'étincelle), j'ai observé de la manière bien connue le phénomène analogue au phénomène de Hertz; mais je n'ai pas pu observer l'extinction de l'étincelle aussi simplement qu'avec les radiations déjà employées.

Je n'ai obtenu le succès que par la disposition suivante : la machine de Voss fait jaillir l'étincelle entre deux boules dont la distance l peut être mesurée au moyen d'un micromètre; en dérivation de cette étincelle se trouve un autre déchargeur [1] [deux disques, ou un cône et un disque (en laiton)], qui est alimenté par la même machine par l'intermédiaire d'un bout de fil de coton et qu'on peut soumettre à l'action des rayons X; l'étincelle de ce dernier, très maigre et très rare (quelques secondes l'une après l'autre), pouvait être éteinte par les rayons X; je ne citerai qu'un exemple numérique des conditions de cet effet :

$l = 8$ millimètres, distance explosive de l'étincelle soumise à l'action des radiations X; $d = 2^{mm},5$; l'étincelle jaillit avec la période de 11 secondes; les rayons X la font disparaître.

L'agrandissement de la distance l (d restant toujours égal à $2^{mm},5$), produit le phénomène analogue au phénomène de Hertz : l'étincelle devient plus fréquente :

				sec.		sec.
$l = 8^{mm},5$,	la période diminue de			12,6	à	7,25
$l = 9\ ,0$,	—		—	10,7	à	7
$l = 9\ ,5$,	—		—	10,2	à	7,2
$l = 10\ ,0$,	—		—	5,0	à	2,5

§ 7. Il est bien connu que les rayons X déchargent les conducteurs électrisés (+) ou (—) jusqu'au potentiel zéro. Mais cette action se

(1) Deux disques, ou un cône et un disque (en laiton).

rapporte aux charges statiques, tandis que les électrodes de l'étincelle sont des conducteurs électrisés dynamiquement ; leurs charges se renouvellent constamment à mesure de leur perte d'électricité. J'ai cru intéressant d'essayer l'action des rayons X sur un conducteur électrisé dynamiquement. Pour cela, j'ai relié un conducteur de forme quelconque à l'une des électrodes de l'étincelle l, indiquée paragraphe 5, par l'intermédiaire d'un bout de fil de coton, l'autre électrode étant mise à la terre ; ce conducteur se maintenait à un potentiel constant, comme je le constatais avec un voltmètre statique (de Braun), si la distance l ne dépassait pas une certaine limite (environ 9 millimètres dans mes expériences) ; ce potentiel était d'autant plus élevé que la distance l était plus grande. Il existait toujours une différence positive entre le potentiel de l'étincelle et celui du conducteur, ce qui démontrait que l'électricité s'écoulait toujours de la machine vers le conducteur ; cette différence devenant plus grande à mesure qu'on agrandissait l, le procédé permettait d'accentuer de plus en plus le caractère dynamique de la charge.

Les expériences ont montré que les rayons X lancés sur le circuit ouvert dudit conducteur abaissent en valeur absolue son potentiel V jusqu'à un potentiel V_X et que leur action est bien différente selon le signe d'électrisation du conducteur. Les chiffres suivants permettent de se représenter la grandeur de ces effets :

Le conducteur était le disque en laiton de 10^{cm},2 de diamètre.

Charges positives.

l (mm.)...........	1	1,4	3	4	5	7	9
V (milliers volts)..	1,0	1,75	3,5	4,4	5,0	5,75	6,5
V_X	1,0	1,25	1,25	1,5	1,6	2,25	3,6

Charges négatives.

l (mm.)..........	1	2	3	4	5	7	8	9
V (milliers volts).	1,25	2,25	3,0	3,6	3,9	4,25	4,5	5,0
V_X..............	0	0	0	0	0	0,5	1,0	1,25

Le fil de coton étant enlevé et le conducteur relié à la machine par un fil en cuivre, je n'ai pas obtenu d'effet des rayons X sur le conducteur électrisé :

Charges négatives (sans le fil de coton).

l (mm.).................	0,24	0,58	1,2	2,16
V (milliers de volts)......	1,1	2,0	4,0	6,0
V_X.....................	1,1	2,0	4,0	6,0

Charges positives (sans le fil de coton).

l (mm.)...............	0,52	1,2	2,18
V (milliers de volts).....	2,0	4,0	6,0
V_X....................	2,0	4,0	6,0

Ces résultats sont bien d'accord avec les idées exprimées au paragraphe 2.

SUR LA THÉORIE D'UNE DES MÉTHODES DE MESURE DE L'ÉQUIVALENT MÉCANIQUE DE LA CHALEUR ;

Par M. C. RAVEAU.

La méthode dont il va être question est celle où la chaleur est dégagée par le frottement d'un liquide dans un vase mobile autour de son axe. Pour évaluer la dépense de travail, on admet que le couple qu'il faut appliquer au calorimètre pour le maintenir en équilibre est égal et de signe contraire à celui qui entretient le mouvement de l'agitateur.

Aucun des expérimentateurs qui ont suivi ce procédé n'a démontré explicitement l'égalité des deux couples. Joule paraît avoir cru que le mouvement du liquide par rapport à l'agitateur et au calorimètre ne dépend que du mouvement relatif de ces deux pièces et qu'il ne changerait pas si on maintenait l'agitateur immobile en faisant tourner le calorimètre. Il dit avoir calculé le travail d'après la force nécessaire pour empêcher le mouvement du calorimètre et le chemin parcouru, rapporté au point d'application de cette force. Ce chemin parcouru est purement fictif, puisque le calorimètre est immobile ; il n'existerait que dans le cas d'un mouvement inverse du mouvement réel.

Hirn, qui produisait le frottement en faisant tourner, dans le liquide, un cylindre, ne semble avoir eu pour but, comme le remarque Rowland, que d'imiter dans un mouvement circulaire le cas du frottement entre deux plans parallèles.

Rowland, dont les travaux, quoiqu'un peu postérieurs, sont indépendants des dernières recherches de Joule, part de ce principe que le travail transmis par l'axe du calorimètre pendant un temps donné est égal au produit de 2π par le moment de la force qui entretient le mouvement et le nombre des révolutions de l'axe pendant ce temps. Il dit ensuite que, la méthode la plus précise que

connaissent les ingénieurs pour mesurer le travail étant celle du frein, c'est sur elle qu'il a basé son appareil. Il ajoute : « Dans mon appareil, une des innovations a consisté dans la substitution du calorimètre (des premières expériences) de Joule aux cylindres de Hirn et aux cônes de Puluj. A première vue, on pourrait supposer que les courants et les régions tourbillonnaires, qui prennent alors naissance dans le calorimètre, peuvent avoir quelque effet ; mais, quand le mouvement est permanent, *on voit facilement* que la torsion du (fil qui soutient le) calorimètre est égale à celle de l'arbre (de l'agitateur) et que, par conséquent, le principe doit s'appliquer. »

Cette dernière phrase est tout ce que les mémoires originaux contiennent de plus explicite. L'évidence invoquée par Rowland n'éclate pas à tous les yeux. Avant d'indiquer le raisonnement qui nous paraît correct, montrons d'abord l'insuffisance de celui qu'on base sur la considération du mouvement relatif : Supposons que l'agitateur ne soit baigné par l'eau que sur une petite hauteur et mettons le calorimètre en mouvement rapide ; la surface du liquide se creuse et l'agitateur cesse d'être en contact avec lui. A ce moment, le seul mouvement permanent est un mouvement d'ensemble du calorimètre et du fluide ; il n'y a plus de frottement ni, par conséquent, plus de couple nécessaire pour entretenir la rotation. Au contraire, laissons le calorimètre immobile et faisons tourner l'agitateur ; il ne cesse pas de plonger dans le liquide, de déterminer des frottements et, par suite, ce mouvement ne peut être entretenu que par un couple. Le travail dépensé n'est donc pas fonction seulement du mouvement relatif du calorimètre et de l'agitateur, et cela parce que le mouvement du fluide par rapport à ces deux pièces dépend lui-même, à cause de l'existence de la force centrifuge, de leur mouvement absolu.

Le théorème de Dynamique qu'on doit invoquer pour justifier le mode de calcul du travail suivi par Hirn, Joule et Rowland est le suivant : La dérivée, prise par rapport au temps, de la somme des moments des quantités du mouvement d'un système quelconque par rapport à un axe est égale au moment des forces extérieures qui agissent sur le système, par rapport à cet axe. Le système considéré étant le calorimètre et l'eau qu'il renferme, supposons le régime permanent établi ; la somme des moments des quantités de mouvement est invariable, par suite le moment des forces extérieures est nul, c'est-à-dire que les deux couples qui agissent respectivement

sur l'axe de l'agitateur et sur le calorimètre sont égaux. Ceci est encore vrai dans le cas où le régime définitif n'est plus exactement permanent, mais seulement périodique avec une période courte et des variations assez faibles pour que les deux couples soient sensiblement constants, ce qui est le cas des expériences de Joule et de Rowland.

Cette théorie renferme évidemment, comme cas particulier, celle des expériences, comme celle de Puluj, où le frottement s'exerce entre parties solides ; il serait peut-être bon de la rappeler à propos du frein de Prony, qui ne fonctionne jamais, dans la pratique, sans l'interposition d'un liquide lubrifiant.

PROCÉDÉ DE RADIOSCOPIE STÉRÉOSCOPIQUE ;

Par M. Th. GUILLOZ [1].

J'ai été conduit à réaliser cette méthode de radioscopie par l'expérience suivante :

Devant un stéréoscope ordinaire, on fait tourner un disque rotatif présentant deux secteurs vides passant alternativement devant les verres du stéréoscope, de telle sorte que la vision ne puisse jamais se faire au même moment que par un seul œil.

La sensation parfaite du relief est obtenue avec une vitesse de rotation du disque qui, suivant les observateurs et les conditions de l'observation, ne dépasse pas 5 tours à la seconde, est en moyenne de 3 par seconde, et peut même être abaissée à 1 tour par seconde. Il y a dans ces conditions une persistance cérébrale de l'impression des images rétiniennes des deux yeux suffisante pour donner le relief stéréoscopique. Cette sensation de relief est aussi parfaite avec ces images successives que si les deux yeux voyaient simultanément d'une manière continue. Au lieu de regarder dans un stéréoscope, on peut examiner ainsi directement un objet.

Il n'y a pas dans cette expérience de papillotement gênant, pourvu que l'éclipse qui se produit pour les deux yeux entre le moment où l'un cesse de voir et celui où l'autre est démasqué ne soit pas de longue durée. Un observateur dont les yeux restent immobiles pendant l'éclipse et qui localise les objets dans l'espace en visant avec

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 6 mars 1903.

les deux yeux, abaisse facilement la vitesse de rotation à 1 tour par seconde. Dans le cas plus fréquent où l'observateur a coutume de viser avec un œil, il voit avec les faibles vitesses de rotation des déplacements parallactiques des diverses régions de l'objet considéré en profondeur. C'est alors qu'il faut une vitesse de 3 à 5 tours par seconde au maximum pour faire disparaître tout mouvement dans l'objet, que l'on voit alors comme dans la contemplation directe.

En résumé, cette expérience montre que, pour tous les yeux, la radioscopie stéréoscopique devient *pratiquement réalisable* en déplaçant le tube producteur de rayons X, au lieu d'utiliser deux sources de rayons X. Une grande difficulté se trouve ainsi supprimée dans l'application de la méthode d'examen. Quand on opère avec deux tubes ou avec un tube à double anticathode, il est toujours difficile de les régler à égale émission, et leur inégalité prédispose aux illusions de relief.

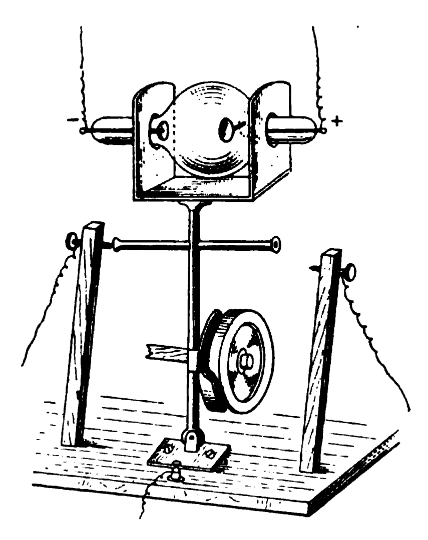


FIG. 1.

L'emploi d'un tube symétrique donne des images moins nettes que les focus et ne permet pas d'obtenir un fonctionnement bien régulier en variant la dureté des rayons suivant toutes les exigences des examens radioscopiques.

Dans le dispositif (*fig.* 1) auquel je me suis arrêté, l'ampoule productrice de rayons X est montée sur un support mobile autour d'un

axe qui en occupe l'extrémité. Entre cet axe et la partie terminale portant une boîte isolante dans laquelle est assujettie l'ampoule à rayons X, se trouve un galet qui se déplace dans une gorge fraisée à la surface d'une poulie. La gorge est formée de deux sillons parallèles occupant chacun respectivement environ une demi-circonférence de la poulie. Leurs plans parallèles sont distants de 1 centimètre, et ils sont raccordés par un chemin sans courbure brusque. La longueur de ces raccords n'occupe qu'environ le 1/10 de la circonférence de la poulie. Lors de la rotation de la poulie, le tube est déplacé alternativement à gauche et à droite, et la grandeur du déplacement dépend de la longueur donnée au support. Le 1/10 du temps de rotation est occupé à ce déplacement, et le tube occupe pendant 0,45 de la rotation la position gauche L (*fig.* 2) et pendant le même temps la position droite L′. Les tubes que j'ai employés résistent bien à ces brusques déplacements et la disposition mécanique adoptée amortit les oscillations quand le tube arrive aux positions L et L′.

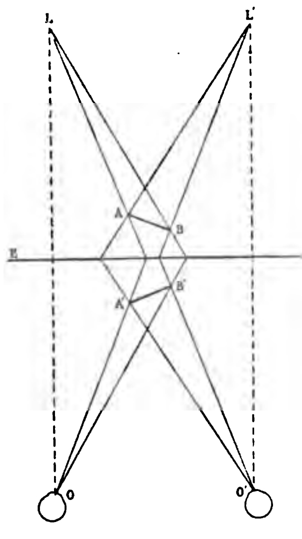


Fig. 2.

L'observateur place devant ses yeux un appareil à éclipse formé simplement de petits volets qui s'ouvrent respectivement par le jeu d'électro-aimants quand le tube occupe la position L et la position L′.

Les deux yeux sont masqués quand le tube se déplace de L en L′ et inversement, et il n'y en a qu'un de démasqué quand le tube est en L, l'autre se démasquant quand le tube est en L′.

Si le déplacement LL′ est symétrique par rapport à l'écran E de la position OO′ des yeux et si l'œil O est démasqué quand le tube est en L (expérience montée en parallèle), la vision stéréoscopique des ombres radioscopiques de AB donne la sensation d'un objet virtuel A′B′ symétrique de AB par rapport à E et dans lequel on pourra effectuer, comme à la chambre claire, toutes les mensurations voulues en y portant une graduation.

Si le déplacement LL′ n'est pas égal à la distance OO′ des yeux, si LL′ n'est pas symétrique de OO′ par rapport à E, on observe une image qui est celle du symétrique plus ou moins déformé.

Lorsque l'expérience est montée croisée (œil O démasqué pendant que le tube est en L′), on voit localisée derrière l'écran une image plus ou moins déformée de l'objet. Dans ces diverses conditions d'observation, on ne peut faire de mensurations; mais le relief stéréoscopique est encore utile pour se rendre compte des rapports réciproques et peut permettre d'effectuer ou de vérifier, par exemple, une coaptation de fragments osseux.

L'adjonction de ce simple dispositif aux appareils ordinaires de radiographie permet de pratiquer en vision radiostéréoscopique les examens radioscopiques ordinaires susceptibles d'être effectués dans de bonnes conditions de luminosité et de contraste (os, thorax, cœur).

Pour que le relief apparaisse vivement, il faut que le tube ait un bon rendement en rayons X, car, ainsi que M. Charpentier l'a montré, une intensité lumineuse *très faible* ne fait pas apparaître nettement le relief en vision binoculaire.

ÉLASTICITÉ ET MAGNÉTISME;

Par M. R. ARNOUX [1].

Une bande de caoutchouc vulcanisé soumise à des forces de traction F croissantes augmente de longueur L suivant une loi dont

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 16 janvier 1903.

l'allure est analogue à l'allure de variation de l'aimantation du fer vierge soumis à des champs magnétiques croissants (*fig.* 1) : la courbe qui représente L en fonction de F (*fig.* 3) présente d'abord une partie sensiblement rectiligne ON pour laquelle le module d'élasticité d'Young $\frac{dF}{dL}$ est constant ; l'allongement croît ensuite plus vite que la force F de traction, et la courbe se relève ; elle présente un point d'inflexion, puis le module d'Young augmente et la courbe se rapproche de plus en plus de la direction de l'axe OF.

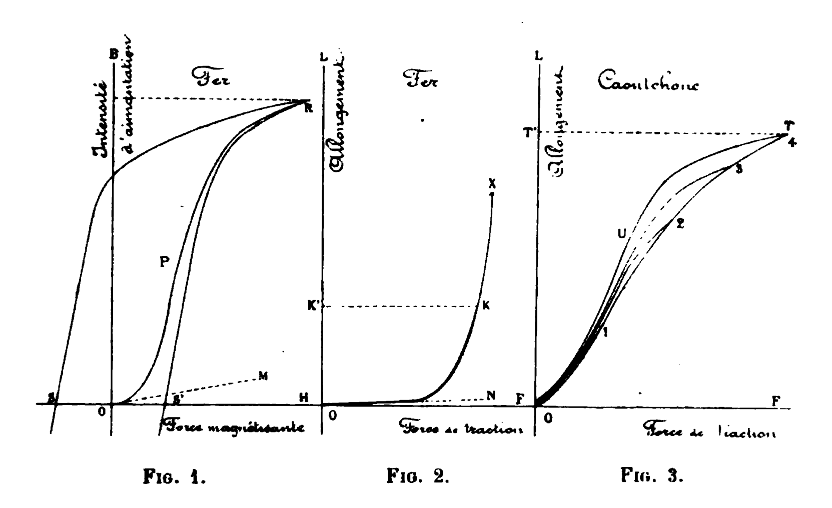


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Avec un fil de fer soumis à des tractions croissantes, on obtient une courbe analogue, mais limitée à la région X qui précède le point d'inflexion (*fig.* 2) : l'expérience est alors arrêtée par la striction et la rupture du fil en un point faible ; à ce moment, la courbe d'allongement est redressée presque parallèlement à l'axe OL des allongements.

Le caoutchouc vulcanisé présente de la viscosité, mais pas sensiblement d'hystérésis élastique : l'expérience montre en effet (*fig.* 3) qu'une bande de caoutchouc, même après avoir été très fortement étirée, reprend presque exactement sa longueur primitive après un temps suffisamment long. Mais le fer présente de grandes déformations permanentes lorsqu'il a été soumis à des tractions suffisamment grandes. On peut comparer l'hystérésis élastique du fer à l'hystérésis magnétique.

L'analogie des phénomènes élastiques et magnétiques a été signalée depuis longtemps, et, en particulier, par G. Wiedemann [1].

On peut chercher l'explication de cette analogie en admettant avec Ampère que l'aimantation résulte d'une orientation plus ou moins complète des aimants moléculaires sous l'action de la force magnétisante. A cette orientation générale s'opposent : l'inertie de rotation des aimants moléculaires, les actions magnétiques qu'ils exercent les uns sur les autres, les réactions élastiques de la matière et les frottements moléculaires qui accompagnent ces réactions élastiques. Pour vaincre les résistances autres que l'inertie de rotation, la force magnétisante doit exercer sur la matière des couples de cisaillements internes qu'on ne peut pas reproduire mécaniquement, mais qu'on peut regarder comme les analogues des déformations mécaniquement réalisables, telles que l'allongement par traction.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. V ; janvier-février 1903.

E. RUTHERFORD. — Excited Radioactivity and the Method of its Transmission (Radioactivité provoquée et sa transmission). — P. 95-117.

E. RUTHERFORD et MACDONALD. — The Magnetic and Electric Deviation of the easily absorbed Rays from Radium (Déviation électrique et magnétique des rayons aisément absorbés du radium). — P. 177-187.

Poursuivant ses recherches sur l'émanation du thorium et du radium et sur la radioactivité provoquée par ces deux corps sur les corps voisins, quelle que soit leur nature, M. Rutherford arrive à ce résultat important que la radioactivité provoquée est due à l'*émanation*, et il est conduit à une conséquence plus importante encore et plus nouvelle : c'est que les rayons considérés comme *non déviables* qu'émet le radium sont en réalité des rayons déviables par des champs magnétiques très intenses : ce ne sont pas des rayons du genre des rayons X, mais des rayons analogues aux rayons-canaux, formés d'une émission d'ions positifs de masse considérable, — au lieu d'être formés d'une émission de corpuscules

---

(1) G. WIEDEMANN. *Galvanismus und Elektromagnetismus*. 2e édition : p. 567.

négatifs de masse beaucoup plus faible, comme les rayons cathodiques ou les rayons déviables proprement dits, — rayons β, — des corps radioactifs.

1. Le thorium et le radium ont la propriété de provoquer une radioactivité temporaire sur tous les corps de leur voisinage. Si un fil chargé négativement à haut potentiel est dans un vase fermé contenant du thorium et du radium, la radioactivité provoquée est limitée à l'électrode négative. Si le fil est chargé positivement, il reste inactif, et la radioactivité provoquée se produit sur les parois du vase. En l'absence de tout champ électrique, la radioactivité provoquée se produit sur les surfaces de tous les corps contenus dans l'enceinte fermée, qu'ils soient diélectriques ou conducteurs. Cette radioactivité provoquée est due au dépôt, sur la surface des corps, de matière radioactive, transportée par des particules chargées positivement qui se meuvent dans l'air, sous l'influence d'un champ électrique, avec la vitesse des ions positifs produits par les rayons de Röntgen.

Il n'y a que les substances qui émettent l'émanation qui produisent la radioactivité provoquée. L'uranium et le polonium ne donnent pas d'émanation et ne provoquent pas la radioactivité. Le pouvoir de provoquer la radioactivité est directement proportionnel au pouvoir d'émanation. Enfin, la radioactivité peut être provoquée par l'émanation seule, entraînée par un vase loin du corps actif au moyen d'un courant gazeux.

La vitesse des ions, ou, plus exactement, leur *mobilité dans un champ électrique*, est mesurée par une méthode déjà appliquée par le même auteur à la mesure de la mobilité des ions négatifs produits à la surface d'un métal par les rayons ultra-violets. Elle consiste à établir entre deux plateaux une différence de potentiel qui est la somme algébrique d'une force électromotrice alternative et d'une force électromotrice de sens constant plus petite que la valeur maximum de la force électromotrice alternative. Le rapport ρ de la radioactivité provoquée sur l'un des plateaux à la somme des radioactivités provoquées sur les deux permet de calculer la *mobilité*, connaissant la fréquence et les forces électromotrices employées [1].

---

[1] Sur cette méthode, comme d'ailleurs sur toutes les questions relatives à la *diffusion*, à la *mobilité* et à la *recombinaison* des ions, on consultera l'important travail de M. Langevin : *Recherches sur les gaz ionisés*, Paris. Gauthier-Villars, 1902.

On arrive ainsi à des valeurs voisines de $1^{cm},3$ par seconde pour 1 volt par centimètre dans l'air à la pression et à la température ordinaires.

C'est à peu près la vitesse qu'a trouvee Zeleny pour les ions positifs produits par les rayons de Röntgen et de Becquerel.

2. Pour expliquer l'origine de ces porteurs de charges électriques, on peut faire deux hypothèses :

1° La matière radioactive constituant l'émanation se condense sur les ions positifs produits dans le gaz par la radiation, et est ainsi transportée sur la cathode ;

2° Les particules de l'émanation possèdent la propriété d'expulser de leur intérieur un corpuscule négatif ; la particule reste ainsi chargée d'une charge positive.

Contre la première hypothèse, on peut dire que l'émanation devrait disparaître plus rapidement si le nombre d'ions augmentait dans le gaz dans lequel l'émanation est répandue. Or un pareil effet n'existe pas. La seconde hypothèse donne une explication satisfaisante de l'origine de la radiation produite par l'émanation même. L'émanation consiste en une matière d'état instable, en voie de changement chimique ; le noyau positif qui reste, après l'expulsion du corpuscule négatif, devient le centre d'un agrégat de molécules, probablement semblable à l'ion positif produit par le passage des rayons X ; c'est ce qui explique que les porteurs de l'activité provoquée du thorium et du radium ont à peu près les mêmes vitesses, lors même que les noyaux primitifs seraient de masses différentes.

3. Abordant plus généralement l'étude de l'origine des rayons de l'uranium, du thorium, etc., M. Rutherford pense que les rayons β non déviables sont des projections de corpuscules, comme les rayons β déviables, les uns et les autres produisant l'ionisation par choc des molécules gazeuses qu'ils rencontrent ; mais les rayons non déviables seraient formés d'ions positifs de masse beaucoup plus considérable que les ions négatifs, qui sont des *corpuscules* de l'ordre du $\frac{1}{1000}$ de l'atome d'hydrogène. En supposant aux groupes matériels chargés positivement une masse seulement 10 fois supérieure à celle de l'atome d'hydrogène, on voit qu'il faudrait soumettre les rayons α à un champ magnétique d'intensité 10000 fois supérieure pour avoir la même déviation qu'avec les rayons β ; il ne serait donc

pas surprenant qu'on n'eût pu mettre en évidence la déviation de ces rayons α, tout à fait analogues aux rayons-canaux de Goldstein.

4. Le mémoire suivant a précisément pour but de soumettre cette idée au contrôle de l'expérience ; il montre que les rayons α, très peu pénétrants (puisqu'ils sont arrêtés par $0^{mm},005$ d'aluminium), sont déviables par un champ magnétique intense ainsi que par un champ électrique ; la déviation est en sens inverse de celle que subissent les rayons β déviables et constitués par des particules négatives. Il y a, enfin, une troisième espèce de rayons, les rayons γ non déviables, qui sont extrêmement pénétrants.

Pour étudier la déviation des rayons α, l'auteur place au fond d'une boîte une couche de radium. Une série de fentes verticales parallèles de $0^{mm},04$ à 1 centimètre de largeur, séparées par des lames de cuivre, laissent passer des rayons se propageant verticalement de bas en haut : au-dessus est un électroscope à feuilles d'or isolé et chargé, dont on étudie la vitesse de décharge. Si l'on excite un électro-aimant produisant un champ magnétique perpendiculaire au plan des fentes, les rayons peuvent être déviés, rejetés latéralement et ne plus parvenir à l'électroscope. La vitesse de décharge est alors modifiée.

Dans une expérience, on a, dans le champ magnétique, une vitesse de décharge correspondant à $8^{v},33$ par minute, avec le champ magnétique $1^{v},72$; si l'on avait recouvert le radium d'une lame de mica suffisante pour absorber tous les rayons α, on aurait eu $0^{v},93$ et $0^{v},92$ seulement. En ce dernier cas, les rayons γ agissent seuls ; les rayons β, très déviables, sont éliminés ici, même dans le cas où le champ n'agit pas, car il reste toujours le champ rémanent de l'électro-aimant, qui suffit largement pour rejeter latéralement tous les rayons β avant qu'ils n'aient traversé dans toute leur longueur les fentes verticales.

En recouvrant les bords supérieurs des fentes, sur la moitié de leur largeur, par une série de plaques de cuivre, on peut reconnaître le sens de déviation des rayons α par le champ : on trouve que c'est le sens inverse de celui que donnent les rayons β.

Un champ électrostatique donne une déviation légère, trop faible pour qu'on puisse en fixer le sens avec certitude.

De la déviation magnétique, on déduit, pour la vitesse des rayons α, environ :

$$V = 2,5 . 10^9$$

et pour le rapport de la charge électrique à la masse matérielle :

$$\frac{e}{m} = 6 . 10^3.$$

Ainsi les rayons α, considérés jusqu'ici comme non déviables par le champ magnétique, ne sont nullement des rayons X, mais des rayons-canaux, transportant des ions positifs de masse analogue à celle d'un atome ordinaire, tandis que les rayons β, beaucoup plus déviables, sont des rayons cathodiques transportant des corpuscules négatifs.

Une très petite fraction seulement de l'énergie rayonnée par les corps radioactifs serait employée à produire des rayons γ, réellement non déviables par le champ magnétique, et analogues à des rayons X.

B. B.

S.-H. BURBURY. — On the Conditions necessary for Equipartition of Energy (Conditions nécessaires pour l'égale répartition de l'énergie). — P. 134-135.

En réponse à un mémoire de M. Jeans, M. Burbury présente quelques remarques intéressantes.

Lord Rayleigh a conclu en faveur de la loi de l'égale répartition, et Boltzmann aussi ; mais ces deux physiciens ont apporté en faveur de la loi des arguments contradictoires entre eux, de « sorte que l'autorité de la loi, dit-il, n'est pas la somme, mais la différence de leurs autorités personnelles. »

Lord Rayleigh considère un ensemble de systèmes animés d'un mouvement cyclique et, par suite, réversible. Boltzmann, au contraire, paraît bien établir qu'un mouvement qui réalise l'égale répartition est irréversible. Les deux conceptions sont incompatibles. Il ne s'ensuit pas que les arguments de Boltzmann ne soient pas convaincants.

B. B.

J. TROWBRIDGE. — The Spectra of Hydrogen, and Reversed Lines in the Spectra of Gases (Les spectres de l'hydrogène, et les lignes renversées dans les spectres des gaz). — P. 153-155.

M. Trowbridge à réussi à préparer des tubes à gaz raréfiés entièrement en quartz, permettant par conséquent le passage de décharges beaucoup plus intenses qui ne risquent pas de les fondre. Il indique, comme premiers résultats obtenus avec des tubes remplis d'hydro-

(1) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 166.

gène, qu'il a pu obtenir de nouvelles raies brillantes ou obscures dans l'infra-rouge.

L'examen des négatifs photographiques montre que le renversement des raies métalliques peut avoir lieu quand elles tombent sur ces lignes ou des bandes gazeuses brillantes, — ou inversement. Il s'ensuit que la présence de lignes noires dans le spectre des étoiles n'implique pas nécessairement la présence de couches de renversement où le gaz serait plus froid. Au surplus, un gaz peut présenter un spectre continu à l'œil, ou même sur des photographies obtenues en prenant des tubes de verre et des lentilles de verre, tandis qu'avec des tubes de quartz, tels que ceux qu'on emploie ici, une large région de l'ultra-violet apparaît comme traversée de raies et de bandes brillantes et obscures.

Lord RAYLEIGH. — Note on the Theory of the Fortnightly Tide (Sur la théorie de la marée de quinzaine). — P. 136-141.

Discussion, d'après Lamb, des théories de Laplace et de Darwin, spécialement intéressantes pour le physicien en ce que, comme on le sait, Darwin a déduit de l'absence d'effet des forces productrices des marées sur l'écorce terrestre, que la terre solide a une rigidité au moins égale à celle de l'acier.

B. Brunhes.

W. MARSHALL WATTS. — On the Existence of a Relationship between the Spectra of some Elements and the Squares of their Atomic Weights (Sur l'existence d'une relation entre les spectres de quelques éléments et les carrés de leurs poids atomiques). — P. 203-208.

Discussion historique au sujet des diverses formules proposées.

Meyer WILDERMANN. — Theory of the Connexion between the Energy of Electrical Waves or of Light introduced into a System and Chemical Energy, Heat Energy, Mechanical Energy, etc. of the same (Théorie de la connexion entre l'énergie des ondes électriques ou lumineuses introduites dans un système et ses autres variétés d'énergie chimiques). — P. 208-226.

De ce mémoire théorique, où l'on essaie d'appliquer les principes de la dynamique chimique de Gibbs aux systèmes qui subissent l'influence de la lumière, on peut extraire les propositions suivantes :

1° Un système homogène, qui était en équilibre dans l'obscurité, passe, quand il est éclairé, à un nouvel état d'équilibre, et a une nouvelle valeur de la chaleur de réaction, etc.; mais la relation entre le logarithme de la constante d'équilibre (rapport du produit des concentrations moléculaires des composants à la concentration moléculaire du composé, chacune de ces concentrations élevée à une puissance marquée par le nombre de molécules du corps qui entrent en réaction), la chaleur de la réaction et la température absolue continue à être exprimée par la même loi.

2° Loi du déplacement de l'équilibre par la lumière. Si la lumière agit sur un système qui peut exister sous deux états, l'équilibre est déplacé dans la direction qui est accompagnée d'une plus grande absorption de lumière. C'est dire que la lumière tombant sur un système chimique en équilibre détruira en partie celui des deux états qui correspond à la plus grande absorption de lumière; elle détruira le corps ou système de corps le plus absorbant au profit du moins absorbant.

Dans la réaction $H^2 + Cl^2 = 2HCl$, c'est le premier membre qui est le plus absorbant pour la lumière, à cause du chlore; la réaction, sous l'influence de la lumière, se fera par la production de HCl aux dépens du mélange gazeux. De même, entre 2AgCl et $Ag^2 + Cl^2$, c'est le premier des deux états — la combinaison — qui est le système le plus absorbant pour la lumière. La réaction sous l'action de la lumière sera une décomposition.

W.-C.-D. WHETHAM. — The Theory of Electrolytic Dissociation (La théorie de la dissociation électrolytique). — P. 270-290.

Discussion de quelques objections à la théorie.

A. BATELLI et L. MAGRI. — On Oscillatory Discharges (Décharges oscillantes). P. 1-34.

Les expériences ont été faites pour vérifier la formule de sir W. Thomson :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}.$$

On a mesuré les diverses quantités qui interviennent pour un circuit donné.

1° Après avoir rappelé les diverses mesures de T, les auteurs donnent leur mesure, faite en photographiant l'étincelle avec un miroir tournant. Le miroir est fixé à l'arbre d'une turbine mise en mouvement par de l'air comprimé à 6 atmosphères. La vitesse est sensiblement constante et mesurée par comparaison en notant sur un cylindre tournant noirci chaque tour de l'arbre et les vibrations d'un diapason. L'étincelle se produit dans une chambre noire. Un objectif en donne une image sur la plaque photographique. Un obturateur permet de faire arriver la lumière sur la plaque au moment convenable.

On a ainsi mesuré des périodes de 0,00005376 seconde,

0,000003024, 0,000001212.

Le condensateur était un condensateur à air, formé de feuilles d'étain collées sur des glaces séparées par de petites cales en verre : on associait en batterie plusieurs éléments. La capacité fut comparée à celle d'un étalon par la méthode du balistique et aussi comparée à une résistance par la méthode du pont.

Les capacités mesurées furent :

0,007976 microfarad ou 7 178 centimètres
0,007885 — ou 7 096 —

Les deux condensateurs en parallèle donnèrent $0^{mf},01575$ ou 14 175 centimètres.

Les deux condensateurs en série donnèrent $0^{mf},003965$ ou 3 568 centimètres.

Pour connaître la résistance du circuit et la résistance de l'étincelle, on mesura la chaleur dégagée. Pour cela, le fil enroulé en hélice était plongé dans un réservoir muni d'un tube capillaire et rempli de toluène. De même, l'étincelle éclatait dans une ampoule munie d'un tube capillaire et remplie de toluène. La dilatation du liquide permettait de calculer la quantité de chaleur, l'appareil ayant été une fois étalonné en faisant passer dans le fil un courant continu.

L'expérience montre que la résistance, c'est-à-dire le nombre qui, multiplié par le carré moyen de l'intensité, donne la puissance dégagée, est plus grande quand le fil est enroulé en hélice que lorsqu'il est rectiligne, et cela d'autant plus que la période est plus courte. Les mesures permettent de passer de la valeur de la résistance don-

née par la formule de lord Rayleigh, pour la résistance d'un fil rectiligne parcouru par un courant de fréquence n, à celle de la résistance du même fil enroulé en hélice.

La self-inductance fut calculée par les formules habituelles et aussi comparée à une self-inductance étalon par la méthode du pont, dont deux branches sont formées par les self-inductances L_1 et L_2 et les deux autres par des capacités C_1 et C_2. Le pont est équilibré quand $L_1C_1 = L_2C_2$: on le voyait en prenant un tube à vide comme galvanoscope.

Voici les résultats :

L	C	T calculé	T observé
4546000	14175	0,00005317	0,00005376
57797	3568	0,000003008	0,000003024
9242	3568	0,000001201	0,000001212

E. Perreau.

H.-L. CALLENDAR. — On the Thermodynamical Correction of the Gas Thermometer (Sur la correction thermodynamique du thermomètre à gaz). — P. 48-94.

Tenant compte des résultats des expériences de Regnault et autres physiciens sur la compressibilité et la dilatation des gaz, des expériences de Joule-Thomson sur l'écoulement des gaz à travers un tampon poreux, M. Callendar, en s'aidant de considérations thermodynamiques, a montré :

1° Que les écarts d'un gaz ou d'une vapeur par rapport à l'état parfait peuvent être représentés, pour des *pressions moyennes*, par une équation du type :

$$v - b = \frac{R\theta}{p - c},$$

où le covolume b est constant et où c, qu'il appelle le « volume de coagrégation », est une fonction de la température θ seulement.

Il montre que cette conclusion résulte de la forme des isothermes et du fait que l'effet Joule-Thomson (refroidissement) est indépendant de la pression, mais qu'elle ne peut résulter d'un seul de ces faits ;

2° La valeur du zéro absolu peut être approximativement déduite de la connaissance du refroidissement Q (effet Joule-Thomson) et de la chaleur spécifique ρ au voisinage de 50°, sans qu'on soit obligé de connaître la variation de Q et de ρ avec la température. Mais, si on

veut déterminer l'échelle de correction du thermomètre à gaz, cette connaissance s'impose ;

3° La plus simple hypothèse relative à la variation de c avec la température consiste à poser :

$$c = c_0 \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^n$$

avec des valeurs différentes de n pour les divers types de molécules. La loi des états correspondants doit être restreinte à des molécules du même type qui se « coagrègent » de la même façon;

4° L'indice n peut être interprété comme la moitié du nombre des degrés de liberté perdu par une molécule dans la coagrégation, l'énergie de transport d'une molécule représentant trois degrés de liberté ;

5° La valeur de n est probablement 0,5 pour les gaz monoatomiques, 1,5 pour les diatomiques. Ces valeurs donnent un bon accord avec l'expérience;

6° Les propriétés du gaz carbonique à des pressions moyennes sont bien représentées avec $n = 2$, si on tient compte de la variation de la chaleur spécifique observée par Regnault. On a alors accord entre les résultats donnés par la compressibilité et par le refroidissement par écoulement;

7° Les propriétés de la vapeur d'eau sont bien représentées avec $n = 3{,}3$, si on suppose la valeur limite de la chaleur spécifique à une pression nulle indépendante de la température et si on ne néglige pas ses variations avec la pression ;

8° La valeur du zéro absolu déduite du coefficient de compressibilité de l'hydrogène est probablement, à un ou deux centièmes de degré près, 273°,10.

E. Perreau.

E.-W. MARCHANT. — A Graphical Method of Determining the Nature of the Oscillatory Discharge from a Condenser through a Coil of Variable Inductance (Méthode graphique pour déterminer la nature de la décharge oscillante d'un condensateur à travers une bobine d'inductance variable). — P. 155-160.

L'équation qui détermine le courant est :

$$\frac{d(\mathrm{L}i)}{dt} + \mathrm{R}i + \frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{C}} = 0,$$

ou

$$\frac{di}{dt} = \frac{-\left(Ri + \frac{Q}{C}\right)}{L'} = \frac{-i - \frac{Q}{RC}}{\frac{L'}{R}},$$

en posant :

$$L' = L + i\,\frac{dL}{di}.$$

Soit d'abord $L' = L = C^{te}$. L'équation permet de construire la courbe $y = f(t)$ du courant i en fonction du temps t par la construction de cordes successives dont l'inclinaison est donnée par $\frac{di}{dt}$.

Pour $t = o$, on a $\frac{di}{dt} = \frac{\frac{Q_0}{RC}}{\frac{L}{R}}$. Portons $OK = \frac{L}{R}$ sur l'axe OX des temps t à gauche de O, et portons, sur OY, $ON = \frac{Q_0}{RC}$. On a : $\frac{di}{dt} = \text{tang}\,(NKO)$.

On tracera la petite droite OL_1 parallèle à KN. Si OX est l'abscisse de L_1, la surface OX_1L_1 est $\int i dt$. Au point L_1, on obtiendra l'inclinaison $\frac{di}{dt}$ de la courbe de la manière suivante : On mènera L_1M_1 parallèle à OX jusqu'à la rencontre de la droite $x = OK$, puis sur OY, à partir de N vers O, on mènera $NN_1 = \frac{\text{surface } OX_1L_1}{CR}$.

On voit que M_1N_1 a l'inclinaison $\frac{di}{dt}$ de la tangente en L_1.

Si L' n'est pas constant, on remplacera la droite $x = OK = \frac{L}{R}$ par la courbe qui donne $\frac{L'}{R}$ en fonction du courant i.

L'auteur donne aussi des courbes obtenues dans les trois cas suivants. Elles ont permis de calculer la durée de la période d'oscillation.

	Condensateur	Différence de potentiel	Durée de la demi-oscillation	
			calculée	observée
1°	1,25 microfarad	9 400 volts	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
2°	1,25 —	2 350 —	$51 \cdot 10^{-5}$	
3°	1,25 —	450 —	$15,2 \cdot 10^{-5}$	

E. Perreau.

HAROLD PENDER. — On the Magnetic Effect of Electrical Convection II (Sur l'effet magnétique d'une convection électrique 2ᵉ mémoire). — P. 34-48.

L'auteur a continué les expériences que le *Philosophical Magazine* (1901, p. 169) a publiées et que le *Journal de Physique* (3ᵉ série, t. X, p. 521) a résumées.

Il les a refaites dans de meilleures conditions, en faisant varier dans de grandes limites les potentiels et les vitesses de rotation du disque, pour répondre en particulier aux critiques faites par M. Crémieu à ses expériences.

L'appareil était cette fois installé à Mc Donagh School, à 20 kilomètres de Baltimore, à 3ᵏᵐ,2 du plus proche tramway électrique, dans une chambre de 14ᵐ,5 sur 19ᵐ,5, possédant un plancher en ciment.

On obtint cette fois une stabilité complète de l'aiguille du galvanomètre qui permit une grande sensibilité (un courant de $0,7.10^{-10}$ ampères donnait une déviation de 1 mètre sur l'échelle à 2 mètres).

L'isolement du disque était aussi mieux assuré.

On pouvait produire, comme dans la première expérience, un courant induit dans la bobine I, soit en chargeant ou déchargeant le disque tournant, soit en établissant ou supprimant le courant dans une bobine de comparaison T.

Soit D la déviation dans le premier cas, *d* dans le second, pour un courant inducteur de *i* ampères.

En supposant qu'une charge mobile produise un champ magnétique identique à celui d'un courant de conduction, M. Pender a établi la formule suivante pour le rapport *v* des unités électrostatique et électrodynamique :

$$v = \frac{2VNd}{30(B-\beta)Di}\left[\mu + \nu\frac{B}{\pi}\log_e\left(2\cos\frac{\pi\beta}{2B}\right)\right].$$

V, potentiel du disque; N, nombre de tours par seconde; B, β, μ, ν, constantes de l'appareil :

	Pour les deux disques fixes	Pour le disque tournant
B =	2,432	2,469
β =	0,356	0,356
μ =	115	115
ν =	28,8	28,8

Les diverses mesures faites avec des vitesses variant de $N = 9,9$ à 92,4 et des potentiels variant de 905 à 5 900 volts ne diffèrent pas de la moyenne de plus de 4,4 0/0 et donnent :

$$v = 2,98 \times 10^{10}.$$

L'accord est donc aussi parfait qu'on peut le désirer entre l'expérience et l'hypothèse qu'une charge mobile produit un champ magnétique comme un courant de conduction.

L'interposition d'une plaque de laiton reliée au sol entre l'armature du condensateur voisine de la bobine et la bobine elle-même ne changeait rien au résultat. Elle avait seulement l'inconvénient de rendre le galvanomètre instable, à cause des petites traces de fer qu'elle contenait, et de ne rendre par suite l'expérience possible qu'avec de faibles vitesses du disque.

Deuxième expérience. — Le disque tournant est cette fois un disque diélectrique d'ébonite. Il est placé entre les deux armatures C_2 reliée au sol, C_1 reliée à un pôle de la machine de Voss par l'intermédiaire de l'interrupteur tournant qui la charge et la décharge.

On obtient encore une déviation de l'aiguille du galvanomètre relié à la bobine induite I.

Le calcul se conduit de la même manière que dans le premier cas :

$$D = \frac{2\pi N\sigma}{v} \int_0^R r(\delta - \delta')\, dr.$$

δ, déviation produite par l'établissement de l'unité de courant circulaire de rayon r supposé placé sur la surface antérieure du disque; δ', déviation définie de même pour la surface postérieure;

σ, densité électrique supposée uniforme :

$$\sigma = \frac{(\mu - 1)v}{4\pi [\mu(d_1 + d_2) + d]},$$

où d est l'épaisseur du disque d'ébonite; d_1 et d_2, ses distances à c_1 et c_2.

La valeur de $\int_0^R r(\delta - \delta')\, dr$ fut déterminée, comme dans la première expérience, avec une bobine plate.

Le calcul donne $2D = 4,85$; la valeur observée fut $2D = 4,5$.

Troisième expérience. — La surface dorée d'un disque S de micanite mobile autour d'un axe horizontal est partagée en seize sec

teurs isolés les uns des autres et portant chacun un bouton placé sur une circonférence de 5 centimètres de rayon. Ce disque se déplace entre deux disques C_1, C_2 d'ébonite, portant chacun un secteur métallique d'angle double des secteurs du disque mobile.

Un balai B porté par C_2 vient frotter les boutons et est relié à un pôle d'une machine de Voss, l'autre étant à la terre.

Dans le disque supérieur C_1, on a percé un trou à une distance du centre égale au rayon de S, et, dans ce trou, on a placé une aiguille aimantée (système astatique suspendu à un fil de quartz très sensible, ayant une période d'oscillation de 25 secondes).

On a fait tourner le disque S chargé au potentiel de 5000 volts à une vitesse de 69,7 tours par seconde, et on a obtenu une déviation de l'aiguille aimantée de 47,9.

En faisant le calcul en supposant une distribution uniforme de la charge, on trouve 56.

L'accord est donc aussi parfait qu'on peut le désirer.

E. PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — On the Spectrum of an Irregular Disturbance (Sur le spectre d'une perturbation irrégulière). — P. 238-243.

Pour fixer les idées, lord Rayleigh suppose une corde tendue dont les divers points reçoivent à l'origine une perturbation $\Phi(x) = e^{-c^2x^2}$. Le théorème de Fourier montre que l'énergie dans le spectre de la perturbation est distribuée suivant la loi :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2c^2x^2}\,dx = \frac{1}{c^2}\int_{0}^{\infty} e^{-\frac{K^2}{2c^2}}\,dk,$$

où $k = \frac{1}{\lambda}$ est l'inverse de la longueur d'onde.

Si c est très grand, l'impulsion est localisée dans un espace très restreint, et l'on voit alors que l'énergie entre k et $k + dk$ est proportionnelle à dk ; la courbe qui représente l'énergie en fonction de k est une ligne droite. C'est un avantage de l'emploi de la variable k au lieu de λ.

Lord Rayleigh indique une application du théorème de Fourier à l'analyse des courbes irrégulières. Devant l'ouverture d'un télescope, on place une fente horizontale limitée en bas par une droite, en haut par la courbe à analyser. Toute périodicité dans la courbe se traduit.

d'après la théorie de la diffraction, par une ligne lumineuse dans l'image d'une source homogène. La méthode est rigoureuse si la source lumineuse est un point et si l'on observe l'éclairement des points situés dans le plan focal sur l'axe horizontal parallèle à la fente.

Une application de cette méthode a été faite par M. Gordon à l'étude des périodicités de la courbe :

$$y = \sin 2x + \sin\left(3x + \frac{3\pi}{4}\right).$$

E. PERREAU.

R.-W. WOOD. — On Screens Transparent only to Ultra-Violet Light and their Use in Spectrum Photography (Écrans transparents seulement pour la lumière ultra-violette et leur emploi dans la photographie des spectres). — P. 257-263.

M. Wood a obtenu un tel écran en plaçant sur une glace de verre dense de cobalt une pellicule mince de gélatine faiblement teintée avec de la *nitrosodiméthylaniline*. L'écran ne laissait passer ainsi que l'extrême-rouge et l'ultra-violet. L'extrême-rouge fut enlevé avec une feuille mince de verre « vert signal » de Chanu.

On a alors un écran qui ne laisse passer aucune lumière visible et laisse passer les radiations ultra-violettes jusqu'aux longueurs d'onde $0^{\mu},34$. Une feuille de papier est invisible dans la lumière transmise, un cristal de nitrate d'uranium brille d'une façon intense.

M. Wood a fait un autre écran en plaçant une solution de nitrosodiméthylaniline dans une cuve en quartz. La solution dans la glycérine donne de bons résultats. La lumière ultra-violette décomposant la solution, on a réalisé un dispositif pour la remplacer progressivement par de la solution pure.

On a pu aussi photographier le spectre de la lumière du cadmium, du fer, plus loin qu'on ne peut le faire habituellement. On photographiait le premier spectre donné par un réseau ; la lumière visible étant enlevée, les spectres de deuxième et troisième ordre ne venaient pas troubler la photographie.

On a aussi fait des photographies de la lune, des paysages. En lumière ultra-violette, le contraste est moins grand entre les objets non blancs et plus grand entre les objets blancs et ceux qui ne le sont pas.

E. PERREAU.

LORD KELVIN. — Animal Thermostat (Thermostat animal). — P. 198-202.

Lord Kelvin cite des expériences montrant qu'un animal, plongé dans une atmosphère ou dans un bain d'eau à une température supérieure à sa température normale, garde une température inférieure à celle de ce milieu, voisine de la température normale. En outre, on a constaté que, dans ces circonstances, le sang veineux est moins sombre qu'en temps ordinaire, que son aspect se rapproche de celui du sang artériel.

On sait d'autre part qu'un animal, plongé dans une atmosphère à une température inférieure à sa température normale, garde cependant une température constante déterminée par la chaleur qu'il dégage et qu'on attribue à la combinaison des aliments avec l'oxygène, à la combustion de ces aliments s'effectuant dans tous les parcours du sang, en particulier dans les parties capillaires des vaisseaux sanguins ; cette combustion se traduit par une expiration de CO^2.

Lord Kelvin émet l'hypothèse que la production du froid dans le premier cas, lorsque l'animal est plongé dans une enceinte à température supérieure à sa température normale, pourrait être due à un phénomène chimique inverse : décomposition de CO^2 ou de l'eau. On pourrait même y trouver de l'hydrogène.

E. PERREAU.

WALTER MAKOWER. — On a Determination of the Ratio of the Specific Heats at Constant Pressure and at Constant Volume for Air and Steam (Détermination du rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant pour l'air et la vapeur d'eau). — P. 226-238.

La méthode est celle de Lummer et Pringsheim (1898). On produit une détente adiabatique du gaz. On mesure les pressions initiale et finale p_1 et p_2, les températures initiales θ_1 et θ_2, et on a :

$$\gamma = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p_2} - \log \frac{\theta_1}{\theta_2}}.$$

L'appareil se composait d'un grand réservoir R en cuivre de 50 litres dans une série d'expériences, de 9 litres dans une autre

série. Il communiquait avec un manomètre à huile qui mesurait les pressions.

La température était donnée par la mesure de la résistance d'un fil de platine suivant la méthode Callendar. Un tube en U contenant du mercure relié au réservoir R constituait, grâce aux déplacements de la colonne de mercure, un commutateur automatique qui donnait le moyen de mesurer la température un temps déterminé après l'ouverture du robinet produisant la détente adiabatique. Ce temps τ pouvait se mesurer au moyen d'un chronographe. Voici des résultats pour l'air :

Pression initiale $p_1 = 1102,3$ centimètres d'eau ; pression finale p_2 égale à la pression atmosphérique 1044.

$$\theta_1 = 289,83, \qquad \theta_2 = 285,4,$$

d'où :

$$\gamma = 1,396, \qquad \text{avec} \qquad \tau = 0,76 \text{ seconde.}$$

Ce nombre est corrigé, d'une part, à cause du temps τ, après lequel l'air a fini par se réchauffer un peu, d'autre part par suite du rayonnement des parois du vase sur le fil de platine.

Des expériences où on a fait varier ce temps τ et d'autres où on a employé un fil noirci ont permis de calculer ces corrections.

On a alors :

$$\gamma = 1,401.$$

Les expériences sur la vapeur d'eau furent faites avec le récipient de 9 litres, entouré d'une enceinte chauffée de manière que la vapeur à l'intérieur du récipient était surchauffée de 10°. L'expérience fut conduite, sauf quelques détails, de la même manière que pour l'air. On a trouvé :

$$\gamma = 1,305.$$

E. PERREAU.

R.-L. WILLS. — Effect of Temperature on the Hysteresis Loss in Iron (Effet de la température sur les pertes par hystérésis dans le fer). — P. 117-135.

Ces expériences, entreprises sous l'inspiration de J.-J. Thomson, ont eu pour but d'élucider un certain nombre de points restés obscurs sur la question. Kunz, notamment, avait trouvé (1) que la courbe donnant les pertes par hystérésis en fonction de la température était pratiquement une ligne droite, alors que Morris (2) avait affirmé que

(1) *Elektr. Zeitsch.*, 1894, p. 196.
(2) *Phil. Magaz.*, t. XLIV, pp. 213-254 ; 1897.

les pertes par hystérésis décroissent très rapidement lorsqu'on approche de la température critique.

La méthode employée est celle de Searle [1]. Elle consiste à observer la déviation d'un électrodynamomètre sensible fonctionnant comme balistique. L'échantillon magnétique est recouvert d'une bobine magnétisante ou primaire, en série avec la bobine mobile, et d'une bobine d'épreuve, ou secondaire, en série avec la bobine fixe de l'appareil. Le circuit primaire est fermé sur une source, le secondaire sur lui-même.

Soient E_1, R_1, I_1, N_1 les tensions aux bornes, résistances, intensités et nombres de spires des circuit et bobine primaires ; R_2, I_2, N_2, les éléments correspondants pour les circuit et bobine secondaires ; S, la section de l'échantillon ; l, sa longueur ; W et X, les pertes d'énergie dues respectivement à l'hystérésis et aux courants de Foucault par cycle et par centimètre cube de l'échantillon. On peut écrire, en tenant compte des formules connues de l'induction, appliquées aux circuits primaires et secondaires, et après transformations très simples :

$$Sl(W+X) = -\frac{N_1 l R_2}{N_2}\int_0^R I_1 I_2\, dt - \frac{N_2^2 S^2}{R_2}\int_0^T \left(\frac{dB}{dt}\right)^2 dt,$$

T étant la durée d'une période.

Cherchons dans les mêmes conditions d'expérience à provoquer dans l'échantillon un changement connu Φ dans le nombre des lignes de force qui le traversent, par exemple en mettant le secondaire à la terre, et en ramenant brusquement le courant primaire d'une valeur I'_1 à 0. Nous aurons, si θ' est la nouvelle déviation de l'électrodynamomètre ; R'_2, la résistance du circuit secondaire :

$$\frac{\int_0^T I_1 I_2\, dt}{\frac{\Phi I'_1}{R'_2}} = \frac{\Theta}{\Theta}.$$

Remarquons enfin que X/S (pertes par courants de Foucault) peut s'écrire, sous certaines réserves,

$$X/S = AS\left(\frac{dB}{dt}\right)^2.$$

(1) *Phil. Magaz.*, t. I, p. 1-21 ; 1900.

A étant une constante dépendant de la forme géométrique de la résistance spécifique de l'échantillon. On peut donc déduire W de la formule :

$$W = K\Theta - \left(a + \frac{b}{R_2}\right) R_1,$$

K, a et b étant des constantes. Cette méthode est particulièrement précieuse pour la mesure de W sur des échantillons de fer portés à haute température.

Entre autres expériences, il a été étudié un échantillon de fer forgé, et un autre constitué par un alliage de fer et de tungstène à 4,5 0/0.

Après chaque expérience, l'échantillon était démagnétisé par le maintenant dans un champ alternatif.

On a mesuré H, B, W pour une dizaine de températures allant de 15 à 768° pour le fer et à 770° pour l'alliage. Les courbes I W (B) sont relatives chacune à une même température, les courbes II W (θ) tracées pour B = 6000 et 4000 (fer), pour B = 6000 et 2000 (alliage). Enfin ces courbes III W (B) sont relatives chacune à une même valeur du champ magnétisant H.

Pour le fer, les pertes par hystérésis (courbes I de forme parabolique) croissent avec l'induction d'autant plus vite que la température est plus basse (W = 6500 ergs pour B = 10000 et t = 15°, et 600 environ pour B = 7500 à 748°). — Les courbes II (pour B = 6000 et 4000) montrent que W décroît d'abord linéairement quand la température croît, puis moins vite lorsqu'on s'approche de la température critique [résultats contraires aux recherches de Morris (*loco citato*), qui avait signalé une diminution rapide de W dans les environs de la température critique]. — Les courbes III tracées chacune pour une valeur distincte du champ magnétisant (1,36 — 1,02 — 0,68) donnent W en fonction des B réalisés en portant le corps à des températures croissantes. De B = 1500 à B = 5000, ces courbes sont pratiquement des droites ; au delà, W atteint un maximum, puis décroît ainsi que B ; la courbe se referme par un arc au-dessous de la droite initiale quand on fait toujours croître la température. Les températures correspondant au maximum de W sont 705°, — 610°, — 565°, — 480°, — 355°, — 290°, pour des champs respectivement égaux à 0,34, — 0,68, — 1,02, — 1,36, — 1,70, — 1,90.

Les expériences effectuées sur l'alliage sont beaucoup plus aisées qu'avec le fer, dont la perméabilité varie considérablement dans les

environs de la température critique. Les courbes I et III présentent le même aspect général. Pour I, W varie de 20000, pour $t = 15°$ et $B = 1500$ à 2000, pour $t = 648°$ et $B = 6000$.

Quant aux courbes III, le maximum de W (pour $H = 7,97$ et 5,98) arrive pour $B = 6000$ environ, alors que B maximum est environ égale à 9200.

Les courbes II (tracées pour $B = 6000$ environ et $B = 2000$) présentent deux points d'inflexion. Pour $B = 6000$, W part de 12100, à la température ordinaire, pour aboutir à 2000 pour 650° environ ; il vaut 10400 pour 200° et 5700 pour 400°.

A citer encore, dans cet intéressant mémoire, un certain nombre de recherches accessoires, entre autres sur la variation de l'hystérésis en fonction du temps très long (7 jours) pendant lequel on maintient l'échantillon à une température donnée ; W croît d'abord suivant une courbe parabolique, atteint un maximum, devient presque constant, atteint un autre maximum et décroît ensuite très lentement. Pour un échantillon essayé à 650°, pour $B = 5000$, W est parti de 1400, a atteint 2500 (au bout de 4 jours), et, le septième, était encore égal à 2200.

BARBILLION.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. IX, n° 11 ; 1902.

J. ZENNECK. — Ueber inductiven magnetischen Widerstand (Résistance magnétique inductive). — P. 497-522.

On applique aujourd'hui couramment la loi d'Ohm au circuit magnétique, en prenant la force magnétomotrice comme l'analogue de la force électromotrice; le flux d'induction, de l'intensité; la perméabilité, de la conductibilité.

Il est possible de pousser plus loin cette analogie et d'introduire dans l'étude du circuit magnétique la résistance inductive ou l'induction propre, qui joueront, dans les équations, le même rôle que la résistance inductive et l'induction propre électriques.

Pour faire comprendre comment on est conduit à cette notion, nous considérerons avec l'auteur le cas théorique le plus simple : un

noyau de fer feuilleté en forme de tore fermé portant deux bobines B_1 et B_2. Nous désignerons par :

l, la circonférence axiale du tore ; s, sa section supposée très petite vis-à-vis de l^2 ;

N_1, le nombre des spires de la bobine B_1 ;

i_1, l'intensité du courant magnétisant qui passe dans cette bobine ;

N_2, le nombre des spires de la bobine B_2 ;

i_2, l'intensité du courant induit dans cette dernière ; r_2, sa résistance ;

μ, la perméabilité du noyau supposée constante.

On admet qu'il n'y a pas de perte de flux, c'est-à-dire que tout le flux Φ émané de B_1 traverse B_2. Soit $r_m = \frac{l}{s\mu}$ la résistance magnétique du noyau :

$$\Phi r_m = \frac{N_1 i_1}{V} + \frac{N_2 i_2}{V}. \tag{1}$$

V étant une constante qui dépend du système d'unités.

D'ailleurs :

$$r_2 i_2 = -\frac{N_2}{V}\frac{d\Phi}{dt}.$$

Si M est la force magnétomotrice extérieure :

$$M = \frac{N_1 i_1}{V}$$

et, si l'on pose :

$$L = \frac{N_2^2}{r_2}\frac{1}{V^2}.$$

l'équation (1) prend la forme :

$$\Phi r_m = M - L_m \frac{d\Phi}{dt}$$

identique à celle de l'équation qui définit l'intensité du courant dans un circuit qui présente une induction propre L.

Dans le cas où le courant magnétisant est sinusoïdal, on trouve des équations tout à fait semblables à celles des courants produits par une force électromotrice sinusoïdale :

$$M = M_0 \sin \omega t$$

$$\Phi = \frac{M_0}{\sqrt{r_m^2 + L_m^2\omega^2}} \sin(\omega t - \delta),$$

avec

$$\operatorname{tang} \delta = \frac{L_m \omega}{r_m}.$$

La présence de la bobine secondaire introduit donc dans le circuit magnétique une « induction propre magnétique » L_m.

S'il y a des pertes de flux, c'est-à-dire si toutes les lignes d'induction émanées de B_1 ne traversent pas B_2, l'effet de la bobine secondaire se traduit par une induction propre magnétique L_m dans l'intérieur de cette bobine et une augmentation apparente de sa résistance magnétique.

Bobine dans un entrefer étroit. — Les équations sont les mêmes que dans le cas précédent ; mais l'induction propre et l'augmentation de résistance ont d'autres valeurs.

Bobine dans un champ alternatif de forme quelconque. — Lorsque la force magnétisante est sinusoïdale, en désignant la résistance électrique de la bobine par r, son coefficient d'induction propre par L, par r_m la résistance magnétique, la résistance apparente est :

$$r_m \sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{r}\right)^2}.$$

Tubes minces. — La résistance inductive est proportionnelle à l'épaisseur et à la conductibilité des parois du tube.

Tubes épais. — Elle croît avec l'épaisseur des parois, mais ne lui est pas proportionnelle.

Cylindres pleins. — La résistance magnétique inductive d'une bobine à noyau plein est beaucoup plus grande que si le noyau est feuilleté. Il se produit en plus une augmentation apparente de la résistance, qui croît lentement avec le diamètre du cylindre ; au contraire, la résistance inductive et, par conséquent, la différence de phase entre le flux et la force magnétomotrice croissent très vite.

Disques métalliques: — L'introduction d'un disque métallique dans un entrefer ne fait pas varier beaucoup la résistance magnétique proprement dite, mais accroît fort la résistance inductive et par suite le décalage entre le flux et la force magnéto-motrice.

Applications. — Le cas du tore fermé est réalisé dans un transformateur dont le circuit secondaire est fermé sur une résistance sans induction. Les pertes de flux augmentent avec la résistance magnétique du circuit : elles doivent donc, d'après ce qui précède, augmenter avec la charge du secondaire : ce qui a lieu en effet.

Les effets d'écran magnétique se déduisent facilement aussi des équations dans lesquelles on introduit la résistance inductive.

Par analogie avec ce qui se passe dans le cas des courants alternatifs, on doit s'attendre à ce que le flux d'induction produit par une force magnétomotrice alternative ne pénètre que dans les couches superficielles du noyau. L'expérience vérifie cette prévision.

Lorsqu'une bobine est placée dans un champ magnétique alternatif uniforme, dont la direction est oblique par rapport à son axe, l'induction propre magnétique influe seulement sur la composante du champ perpendiculaire au plan des spires. Il en résulte une différence de phase entre les deux composantes et par suite un champ tournant. Sur ce principe, on peut réaliser un moteur monophasé à champ tournant.

M. L.

HERBERT HAUSRATH. — Eine Differentialmethode zur Bestimmung kleiner Gefrierpunktsdepressionen (Méthode différentielle pour la détermination des petits abaissements du point de congélation). — P. 522-555.

L'auteur emploie une méthode due à Nernst et à Abegg, qui permet de déterminer de petits abaissements du point de congélation avec une exactitude de quelques 100.000es de degré.

Avec cette méthode, il est parvenu aux résultats suivants :

I. *Non-électrolytes.* — Avec l'urée, la loi de Raoult est confirmée jusqu'aux plus petites concentrations (0,0005 de la concentration normale).

Le sucre de canne donne des dépressions qui sont un peu trop grandes et qui vont en augmentant à partir de la concentration définie par 0,01 de la concentration normale.

L'alcool donne de petites valeurs douteuses et anormales.

II. *Électrolytes.* — *Sels des métaux lourds.* — Les courbes des points de congélation des sels hydrolysables coïncident pour les petites concentrations avec celles des sels non hydrolysables ; toutefois, pour les grandes concentrations, elles présentent une chute rapide.

Corps fortement électrolysables. — Ils donnent dans les dissolutions très étendues de petites valeurs anormales, mieux marquées que celles qui résultent des déterminations de conductibilité. Pour les randes concentrations, se fait sentir la tendance à la production de

valeurs plus grandes que celles qui correspondent à la conductibilité. La loi de l'action de masse n'est pas vérifiée pour les corps fortement électrolysables.

L. Marchis.

F.-A. SCHULZE. — Ueber das Verhalten einiger Legirungen zum Gesetz von Wiedemann und Franz (Comment se comportent quelques alliages par rapport à la loi de Wiedemann et Franz). — P. 555-590.

On sait que la loi de Wiedemann et Franz s'énonce de la manière suivante :

Il y a pour un métal déterminé un rapport constant entre la conductibilité calorifique et la conductibilité électrique.

L'auteur donne d'abord une bibliographie complète des mémoires qui ont été publiés sur l'application de cette loi aux métaux purs. Wiedemann a étudié les alliages de cuivre et de zinc, de bismuth et de zinc, ainsi que le métal de Rose, et il a trouvé que cette loi s'appliquait d'une manière approchée. Un grand nombre de valeurs de ce rapport ont été données pour le laiton, pour l'alliage de Wood, pour l'argentan. Nernst et Ettingshausen ont trouvé pour ce rapport :

Bismuth pur............	3500
99,05Bi + 0,95Sn........	3200
93,86Bi + 6,14Sn........	3100

Jaeger et Diesselhorst ont trouvé, en désignant par ρ_{18° la valeur du rapport à 18° C. :

$\rho_{18^\circ} \cdot 10^8 =$ 757 pour le bronze (85,7Cu — 7,2Zn — 6,4Sn — 0,6Ni
= 914 pour la manganine (84Cu — 4Ni — 12Mn)
= 1106 pour le constantan (60Cu — 40Ni)
= (699 pour le nickel pur).

E. Grüneisen est parvenu aux résultats suivants :

$\rho \times 10^{-4} =$ 178 pour le cuivre avec traces d'arsenic
= 198 — avec beaucoup d'arsenic
= 173 pour le fer avec 0,1C — 0,1Si, Mn
= 203 — 0,6 — 0,4 —
= 201 — 1,0 — 0,2 —
= 216 — 1,5 — 0,3 —
= (163 pour le cuivre pur),

L'auteur a étudié : 1° les alliages de bismuth et de plomb ; 2° les alliages de bismuth et d'étain ; 3° de zinc et d'étain. Il est arrivé aux résultats suivants :

I. La conductibilité réelle pour la chaleur et l'électricité des alliages de bismuth et de plomb, de bismuth et d'étain, est toujours plus petite que celle que l'on trouve en appliquant la méthode des mélanges. Quand on ajoute de petites quantités de plomb et d'étain au bismuth, les deux conductibilités thermique et électrique diminuent rapidement et sont inférieures à celles du bismuth pur ; par l'adjonction de nouvelles quantités de plomb et d'étain au bismuth, les deux conductibilités précédentes croissent lentement et sont supérieures aux conductibilités du plomb et de l'étain purs.

La loi de Wiedemann et Franz est applicable à ces alliages dans les limites où elle l'est pour le bismuth pur.

II. Pour les alliages de zinc et d'étain, la loi de Wiedemann et Franz est vérifiée. Pour ces alliages, les conductibilités thermique et électrique s'obtiennent par la règle des mélanges.

L. Marchis.

P. DRUDE. — Zur Construction von Teslatransformatoren. Schwingungsdauer und Selbstinduction von Drahtspulen (Construction des transformateurs Tesla. Période d'oscillation et self-induction des bobines). — P. 293-339 (n° 10) et 590-610 (n° 11).

Détermination expérimentale de la période d'oscillation d'une bobine. — La période d'oscillation d'une bobine se mesure au moyen des phénomènes de la résonance électrique. La bobine est dressée sur des blocs de bois au centre d'un excitateur Blondlot, son axe étant perpendiculaire au plan de l'excitateur. Un tube à gaz raréfié est placé sur l'une de ses extrémités. On fait varier la capacité du condensateur relié à l'excitateur, jusqu'à ce que l'éclat du tube raréfié soit maximum.

On a, d'autre part, déterminé la période d'oscillation qui correspond à chaque écartement des armatures du condensateur. On se sert à cet effet d'un système de deux fils parallèles, sur lesquels glisse un pont mobile.

Règle de similitude. — Les périodes propres de deux bobines géométriquement semblables sont proportionnelles à leurs dimensions homologues : c'est une conséquence immédiate de la forme des

équations différentielles du champ électromagnétique. Grâce à cette règle, il est possible d'étendre les résultats obtenus sur des bobines de faibles dimensions à des bobines de grandeur quelconque.

Influence du noyau de la bobine et du milieu ambiant sur la période d'oscillation. — La période d'oscillation de bobines identiques, enroulées sur des noyaux différents, augmente avec le pouvoir inducteur du noyau, moins vite que la racine carrée de ce pouvoir inducteur.

Si le noyau est isolant, la période est plus courte quand le noyau est creux, d'autant plus que les parois sont plus minces.

La période augmente avec le pouvoir inducteur du milieu qui entoure la bobine.

Les variations de la période mettent en évidence la différence des pouvoirs inducteurs du bois dans la direction des fibres et dans la direction perpendiculaire, ainsi que l'absorption électrique. Cette dernière est insignifiante dans une lame coupée parallèlement aux fibres ; elle est notable, au contraire, dans une lame taillée perpendiculairement aux fibres.

Si le noyau est conducteur, les courants induits qui s'y développent provoquent une diminution notable de l'intensité des oscillations induites dans la bobine et de la longueur d'onde de ces oscillations.

La nature du noyau a une influence d'autant plus marquée sur la période d'une bobine que cette bobine est plus plate, c'est-à-dire que le diamètre est plus grand par rapport à la longueur.

Influence de la couverture isolante du fil. — Si le fil est isolé à la soie, la période est à peu près la même que s'il était nu ; mais, si le fil est couvert d'un guipage de coton épais, la longueur d'onde peut être augmentée de quelques centièmes, d'autant plus que la bobine est plus plate.

Bobine à pas irrégulier. — Toutes choses égales, une bobine dont les spires médianes sont plus resserrées a une période plus longue que celle d'une bobine à enroulement uniforme. Si les spires terminales sont plus serrées, la période est plus courte.

Éléments dont dépend la période d'une bobine. — La période d'une bobine plongée dans l'air dépend du pas g des spires, de la longueur h de la bobine, de son diamètre $2r$, de la longueur totale l et du diamètre du fil, de l'épaisseur et de la nature de l'isolement, du pouvoir inducteur φ du noyau, de l'épaisseur des parois de ce noyau,

s'il est creux. Si n est le nombre de spires, on a d'ailleurs, entre ces paramètres, les relations :

$$h = (n - 1)\, g, \qquad l = 2n\pi r.$$

D'après la règle de similitude, n restant constant, la longueur d'onde λ doit être proportionnelle à l, si h, r, l, g, δ croissent dans le même rapport.

Par conséquent :

$$\frac{1}{2}\lambda = lf\left(n, \frac{h}{2r}, \frac{g}{\delta}, \varepsilon\right).$$

La fonction f dépend de la nature et de l'épaisseur de l'isolement du fil.

D'après les expériences, λ est indépendant de n. C'est l'influence de $\frac{h}{2r}$ qui est prépondérante.

Si $\frac{g}{\delta}$ reste constant, f décroît quand $\frac{h}{2r}$ croît ; si $\frac{h}{2r}$ est constant, f augmente, quand $\frac{g}{\delta}$ diminue, d'autant plus que $\frac{h}{2r}$ est plus petit.

Quand la bobine est enroulée sur un noyau de bois, la période dépend de l'essence du bois employé.

Lorsque le noyau est creux, il faut tenir compte de l'épaisseur e des parois. Pour une même valeur de $\frac{e}{r}$, la période est d'autant plus voisine de celle d'une bobine sans noyau que $\frac{h}{2r}$ est plus grand et que le pouvoir inducteur du noyau est plus petit. Ce sont les bobines sans noyau qui ont, toutes choses égales, la période la plus courte.

M. Drude a réuni dans un tableau les valeurs de f pour une série de valeurs de $\frac{h}{2r}$ et de $\frac{g}{\delta}$, pour des bobines enroulées sur noyau d'ébonite massif, sans noyau, sur tube d'ébonite, sur tube de verre, sur noyaux massifs en bois de frêne ou de hêtre rouge, de hêtre blanc et de chêne.

Théorie des oscillations dans une bobine longue et étroite. — En supposant que la charge de la bobine soit répartie sur quelques spires, aux extrémités, on trouve, pour la capacité de cette bobine :

$$C = 2\alpha r \frac{2 + \frac{h^2}{r^2} + \frac{r^2}{h^2}}{10 + 4\frac{h^2}{r^2} + 3\frac{r^2}{h^2}}.$$

α étant un facteur de correction > 1, en arrêtant au deuxième terme le développement des fonctions sphériques. Cette approximation est légitime si $\frac{h}{r} \geqq \frac{3}{2}$.

La longueur d'onde des oscillations propres est :

$$\lambda = 2\pi\sqrt{LC} = 4l\sqrt{\alpha\pi\frac{r}{h}\frac{2+\frac{h^2}{r^2}+\frac{r^2}{h^2}}{10+4\frac{h^2}{r^2}+3\frac{r^2}{h^2}}},$$

puisque le coefficient d'induction propre L est égal à $\frac{2l^2}{\pi h}$.

Les nombres calculés d'après cette formule sont d'accord avec ceux que fournit l'expérience.

Quand $\frac{h}{2r}$, et par suite le nombre de spires, diminue, f croît, devient maximum pour une certaine valeur de $\frac{h}{2r}$ entre 0,08 et 0,05, et décroît ensuite. S'il y a une seule spire, c'est-à-dire si l'on a un circuit simple presque fermé, l'écartement des extrémités peut être porté de 1/2 à 2 centimètres, sans que f change. La longueur d'onde d'un tel circuit est indépendante du diamètre du fil : elle est environ 1,065 la longueur du fil enroulé en cercle.

Augmentation de la période par des capacités reliées aux extrémités des bobines. — L'augmentation de la période produite par une capacité reliée à l'une des extrémités d'une bobine peut se calculer en fonction de la valeur de cette capacité et de la capacité de la bobine par unité de longueur. Si l'on mesure l'augmentation de période, on a un moyen de déterminer cette dernière capacité.

Une expérience analogue permet de mesurer de très petites capacités : par exemple, l'augmentation de capacité d'un tube à gaz raréfié quand il devient luminescent.

Induction propre des bobines. — Pour mesurer le coefficient d'induction propre, on détermine la longueur d'onde propre au système formé par cette bobine et un condensateur de capacité invariable. Cette capacité peut être d'ailleurs mesurée par la même méthode, en associant le condensateur à un circuit simple, de forme géométrique, dont on sait calculer *a priori* le coefficient d'induction propre.

Le coefficient d'induction propre L d'une bobine ne dépend pas

beaucoup du pouvoir inducteur du noyau, ni de l'absorption électrique dans ce noyau, tant du moins que $l:\lambda$ est inférieur à 0,05. Si la bobine n'a pas plus de 10 spires :

$$\frac{L}{2l} = n\left[\left(1+\frac{h^2}{32r^2}\right)\text{log.nep.}\frac{8r}{\sqrt{h^2+\delta^2}} - y_1 + \frac{h^2}{16r^2}y_2\right] + \text{log.nep.}\frac{g}{\delta} - \Delta$$

y_1 et y_2 sont des fonctions de $\frac{g}{\delta}$ dont les valeurs ont été calculées par Stefan ; Δ est une fonction de $\frac{g}{\delta}$ et de n dont les valeurs sont comprises entre 1,26 et 2.

Transformateurs Tesla. — Les formules données dans le présent mémoire permettent de calculer pour un transformateur Tesla la capacité qu'il convient d'associer au primaire pour le mettre en résonance avec le secondaire. L'auteur a vérifié l'exactitude des résultats sur deux transformateurs différents.

Les meilleurs résultats sont donnés par les bobines sans noyaux et les condensateurs à bain de pétrole.

M. LAMOTTE.

P. DRUDE. — Resonanzmethode zur Bestimmung der Periode der oscillatorischen Condensatorentladung (Méthode de la résonance pour déterminer la période des décharges oscillatoires d'un condensateur). — P. 611-618.

On fait agir par induction le circuit de décharge du condensateur sur un circuit secondaire formé par deux fils parallèles sur lesquels on déplace un pont mobile. En déplaçant le pont, on met en résonance les deux circuits ; on s'assure de cette résonance au moyen d'un tube à gaz raréfié placé sur les fils parallèles. L'observation est d'autant plus précise que l'induction mutuelle des deux circuits est plus faible. La précision atteint 1/4 0/0 de la longueur d'onde, si le condensateur ne présente pas d'absorption électrique et s'il ne s'y produit pas d'aigrettes.

Lorsque la longueur d'onde est supérieure à 12 mètres, on serait amené à donner aux fils parallèles une longueur incommode. On réunit alors leurs extrémités aux armatures d'un condensateur, le tube à gaz raréfié est appliqué contre l'une de ces armatures. On règle encore la résonance au moyen d'un pont mobile. La méthode permet alors de mesurer les longueurs d'onde de 12 à 50 mètres

environ. Au-dessus de cette limite, on plonge le condensateur dans un diélectrique liquide dont le pouvoir inducteur K est connu. Avec l'eau ($K = 81$), on atteint sans changer le condensateur des longueurs d'onde de 445 mètres.

M. LAMOTTE.

M. PLANCK. — Ueber die von einem elliptisch schwingenden Ion emittirte und absorbirte Energie (Energie émise et absorbée par un ion qui effectue des vibrations elliptiques). — P. 619-629.

Un ion négatif et un ion positif sont liés l'un à l'autre de manière à former un couple électrique. Le moment de ce couple varie rapidement quand les ions effectuent des vibrations. Par hypothèse, les dimensions de ce couple sont petites vis-à-vis de la longueur des ondes qu'il peut émettre. Si les mouvements ne sont pas périodiques, les dimensions sont supposées petites vis-à-vis du quotient de la vitesse V de la lumière par $\frac{1}{X}\frac{dX}{dt}$, en désignant par X une composante de vibration quelconque.

Soit m le vecteur qui représente le moment du couple électrique, placé à l'origine des coordonnées. En posant :

$$S = \Sigma \frac{d}{dx}\frac{m_x}{r},$$

la force électrique en un point (x, y, z) a pour expression :

$$F_x = \frac{dS}{dx} - \Delta \frac{m_x}{r} = \frac{dS}{dx} - \frac{1}{V^2}\frac{m''}{r}$$

. . . .

$$\left(m' = \frac{dm}{dt}, \qquad m'' = \frac{d^2m}{dt^2}, \cdots\right)$$

et la force magnétique :

$$H_x = \frac{1}{V}\frac{d}{dt}\left[\frac{d}{dy}\frac{m_3}{r} - \frac{d}{dz}\frac{m_y}{r}\right] = \frac{1}{V}\left(\frac{d}{dy}\frac{m'_3}{r} - \frac{d}{dz}\frac{m'_y}{r}\right).$$

Pour les petites valeurs de r, alors que la première puissance de r est négligeable en dénominateur vis-à-vis des autres, F admet un potentiel dont la valeur est :

$$-S = -\left(m_x \frac{d\frac{1}{z}}{dx} + m_y \frac{d\frac{1}{z}}{dy} + m_z \frac{d\frac{1}{z}}{dz}\right),$$

Lorsque l'ion effectue des vibrations quasi périodiques, les variations de son énergie sous l'influence de l'absorption et de l'émission sont très lentes.

L'équation des vibrations, en tenant compte de l'amortissement dû à l'émission, est :

$$Km_x + Lm''_x + Mm'_x = o.$$

La période d'oscillation T est égale à $2\pi \sqrt{\frac{L}{K}}$.

La quantité d'énergie perdue pendant une période est représentée par :

$$(-E)_t^{t+T} = -\int_t^{t+T} Km_x m'_x + \ldots + Lm'_x m''_x + \ldots) dt$$

$$= \int_t^{t+T} M(m'^2_x + m'^2_y + m'^2_z) dt.$$

L'énergie émise pendant le même temps est représentée par :

$$\frac{2}{3}\int_t^{t+T} \frac{dt}{V^3} (m'_x m''_x + \ldots)$$

ou approximativement :

$$\frac{2}{3}\int_t^{t+T} \frac{dt}{V^3} \frac{K}{L} (m'^2_x + \ldots).$$

Par comparaison, puisque l'amortissement est, par hypothèse, dû seulement à l'émission :

$$M = \frac{2}{3} \frac{1}{V^3} \frac{K}{L}$$

et l'équation de la vibration devient :

$$Km_x + Lm''_x + \frac{2K}{3V^3L} m'_x = o,$$

sous la réserve que le terme d'amortissement soit petit vis-à-vis des deux autres, soit K petit vis-à-vis de V^6L^3.

D'après le théorème de Poynting, l'énergie émise par l'ion dans

toutes les directions a pour valeur :

$$dE = dt \frac{V}{4\pi} \int (FH)_n d\sigma,$$

n représentant la direction de la normale à $d\sigma$. Cette expression est celle de l'énergie qui traverse pendant le temps dt la surface d'une sphère de rayon r décrite de l'ion comme centre, mais n'est pas celle de l'énergie émise pendant le même temps par l'ion.

L'expression de dE renferme des termes très grands, qui sont des différentielles totales par rapport au temps et dont les intégrales ne dépendent que de l'état vibratoire actuel du couple électrique. Ces intégrales croissent et décroissent comme le moment électrique.

Après suppression de ces termes, l'expression de dE est mise sous la forme :

$$\frac{dt}{4\pi V^3 r^2} \int d\sigma (m''^2 - m''^2_r),$$

m_r désignant la composante de m suivant la direction r. Si θ représente l'angle (m'', r) :

$$d\sigma = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi,$$

et l'énergie totale émise par l'ion pendant le temps dt a pour valeur :

$$\frac{dt}{4\pi V^3} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sin\theta d\theta d\varphi m''^2 \sin^2\theta = \frac{2}{3} \frac{dt}{V^3} m''^2 = \frac{2}{3} \frac{dt}{V^3} (m''^2_x + m''^2_y + m''^2_z).$$

Si l'ion se trouve dans le champ d'une onde électromagnétique, donnant au point (x, y, z) une force électrique (F_x, F_y, F_z), il reçoit une quantité d'énergie :

$$(F_x m'_x + F_y m'_y + F_z m'_z)\, dt.$$

Si l'ion reçoit en même temps de l'énergie d'une onde électromagnétique, l'équation du mouvement vibratoire devient :

$$Km_x + Lm''_x + \frac{2K}{3V_3L} m'_x = F_x.$$

M. Lamotte.

M. PLANCK. — Ueber die Verteilung der Energie zwischen Aether und Materie (Répartition de l'énergie entre l'éther et la matière). — P. 629-642.

Il résulte du principe de Clausius qu'un système absolument isolé, et possédant une certaine quantité d'énergie mécanique ou électromagnétique, tend à prendre un état stable, caractérisé par une répartition déterminée de l'énergie entre l'éther et la matière.

Or il existe une certaine analogie de forme entre la théorie de la chaleur rayonnante, envisagée comme un phénomène électromagnétique, et la théorie cinétique des gaz.

Dans cette dernière, Boltzmann a trouvé, pour l'entropie S, l'expression :

$$S = \omega R \log P + \text{const.}$$

$\omega = \frac{n}{N}$, rapport de la masse d'un atome; R, constante des gaz; P, nombre défini comme il suit : on partage le volume occupé par un gaz en éléments de volume très petits; on partage de même toutes les vitesses possibles de $-\infty$ à $+\infty$ dans les trois directions coordonnées, entre des intervalles très petits.

Il y aura une triple infinité d'éléments de volume et une triple infinité de vitesses. A chaque triplet de vitesses, on peut associer chaque triplet d'éléments. La répartition est caractérisée par le nombre d'atomes qui se trouvent dans chaque élément de volume. Appelons « combinaison » toute répartition particulière dans laquelle à chaque atome est attribué un élément déterminé de l'espace. A chaque état du gaz correspondra un nombre P en général très grand, mais bien défini, de ces combinaisons.

A l'état stable correspond la répartition qui rend l'entropie maxima.

Le régime stationnaire ou répartition normale de l'énergie telle qu'elle apparaît dans le spectre d'un corps noir correspond aussi à la valeur maxima de l'entropie.

La répartition est définie par les quantités d'énergie vibratoire U_1, U_2, U_3, ... assignées arbitrairement aux résonateurs électromagnétiques de période V_1, V_2, V_3 ...., en nombre N_1, N_2...

La répartition de U_1 sur les N_1 résonateurs de période V_1 est définie par un nombre de combinaisons R_1 : de même, celle de U_2 par un nombre R_2. Chaque combinaison d'un groupe peut être associée

à chacune des autres ; le nombre possible total est :

$$R_1 R_2 R_3 \ldots = \mathcal{R}.$$

L'entropie S aura pour expression :

$$S = k \log R + \text{const.}$$

$$k = 1{,}346\ 10^{\ 16}\ \frac{\text{erg}}{\text{degré}}.$$

Si le système renferme à la fois des atomes doués d'énergie cinétique et des résonateurs électromagnétiques, l'entropie totale est :

$$S = \omega R \log P + k \log \mathcal{R} + \text{const.}$$

Des deux premiers termes de cette expression, le premier est l'entropie mécanique, l'autre l'entropie électromagnétique, et chacun donne une mesure de la probabilité de l'état qui leur correspond.

Ce résultat obtenu dans deux domaines tout à fait distincts de la physique est sans doute général, et on est en droit d'énoncer ce principe :

L'entropie d'un système dans un état quelconque dépend seulement du degré de probabilité de cet état.

L'équilibre thermodynamique d'un système répondrait à l'état le plus probable. Les phénomènes de température et de rayonnement (chaleur en équilibre ou en mouvement) sont indépendants les uns des autres. Il en est de même des « combinaisons » signalées ci-dessus. La probabilité résultante de deux événements simultanés étant égale au produit des probabilités individuelles, S ne dépendra que du produit PR. Il s'ensuit que :

$$\omega R = k$$

et

$$S = k \log PR + \text{const.}$$

La valeur de k calculée d'après le rayonnement convient aussi aux phénomènes électromagnétiques.

La répartition stable de l'énergie entre l'éther et la matière est donc celle qui admet le plus grand nombre possible de combinaisons, mécaniques et électromagnétiques, comptées ensemble.

D'après l'équation ci-dessus :

$$\omega = \frac{k}{R} = \frac{1,346 \cdot 10^{-16}}{8,31 \cdot 10^{7}} = 1,62\ 10^{-24}.$$

La masse d'un atome est les $1,62\ 10^{-24}$ de la masse atomique en grammes.

La charge électrique élémentaire (charge d'un ion monovalent), en unités électrostatiques, est :

$$c = 1,62 \cdot 10^{-24} \cdot 9654.3 \cdot 10^{10} = 4,69\ 10^{-10}.$$

M. Lamotte.

P. LENARD. — Ueber die Elektricitätsleitung in Flammen (Sur la conductibilité électrique des flammes). — P. 642-651.

La flamme d'un bec Bunsen est disposée entre deux plaques verticales parallèles, formant condensateur ; elle se trouve ainsi dans un champ électrique dont les lignes de force sont horizontales. On introduit dans cette flamme une perle de sel métallique, comme s'il s'agissait d'une expérience spectroscopique. Il se forme à partir de la perle une traînée de vapeur colorée. Si le condensateur est chargé, cette traînée, au lieu de s'élever verticalement, s'incline vers la plaque négative.

Le phénomène est net surtout avec les sels des métaux alcalins et alcalino-terreux et devient très manifeste quand on change le signe de la charge des plaques.

L'inclinaison de la traînée de vapeur dépend de la vitesse de migration des véhicules d'électricité positive qui constituent la vapeur. Des traces de matières étrangères suffisent parfois pour modifier cette vitesse d'une manière très appréciable. Ainsi, il suffit d'approcher du bord de la flamme, ou même de l'un des trous d'appel du bec Bunsen, une cuiller de platine contenant de l'acide chlorhydrique, pour voir l'inclinaison devenir double ou triple.

A toute augmentation de la vitesse de migration est liée une augmentation de la conductibilité de la flamme.

Le phénomène se produit aussi d'ailleurs dans la flamme libre, c'est-à-dire en dehors du champ électrique. La perle de sel métallique peut être placée indifféremment dans le champ, ou en dehors, ou même au voisinage des trous d'appel du Bunsen.

Ce genre d'observations donne une méthode directe pour déterminer la vitesse de migration des véhicules. Le brûleur Bunsen est placé sur le disque d'une machine à force centrifuge, dont on augmente la vitesse jusqu'à ce que l'inclinaison de la traînée de vapeur soit de 45°. A ce moment, la vitesse de migration est égale à la vitesse linéaire du brûleur. Les nombres ainsi obtenus sont beaucoup plus petits (1 : 1000) que ceux donnés par les méthodes indirectes.

Les résultats paraissent difficiles à concilier avec l'hypothèse qui regarde les ions métalliques comme les véhicules positifs. On est plutôt conduit à admettre que ces ions ne possèdent pas une charge positive invariable, mais plutôt qu'ils perdent sans cesse de l'électricité négative. On résumerait l'ensemble de nos connaissances sur la conductibilité des flammes en disant que les atomes de métal ou de charbon émettent des rayons cathodiques, en d'autres termes sont radioactifs.

M. LAMOTTE.

H. WOMMELSDORF. — Die Condensatormaschine. Eine neue Anordnung zur Erregung von Influenz-elektricität (Machine-condensateur. Nouveau dispositif pour produire l'électricité par influence). — P. 651-660.

Cette machine dérive de la machine de Tœpler. Chaque plateau mobile est entouré de deux plateaux fixes. Le plateau mobile, formé de deux disques minces en ébonite superposés, porte des secteurs métalliques étroits ; tous les secteurs homologues des divers plateaux sont reliés par une communication métallique à un bouton de métal extérieur *b*. Les plateaux fixes portent des inducteurs en papier, disposés de même et reliés tous à une tige qui porte des balais, frottant sur les boutons *b*. Sur ces boutons frottent également deux autres balais portés par un conducteur diamétral et deux autres reliés aux pôles de la machine. La première paire de balais électrise les inducteurs, la deuxième permet l'électrisation par influence des plateaux mobiles et la troisième transmet l'électrisation aux pôles de la machine.

Comme les secteurs métalliques jouent le rôle de peignes, il est avantageux de les former par des feuilles de métal assez épaisses, à bords tranchants.

Toutes choses égales, le débit est d'autant plus grand que la surface des secteurs est plus petite.

Comme dans la machine de Wimshurst, on peut donner aux plateaux inducteurs un mouvement en sens inverse du mouvement des transporteurs.

D'après l'auteur, une machine dont les plateaux ont 24 centimètres de diamètre et dont les dimensions totales sont 30 × 28 × 22 centimètres donnerait un débit supérieur à celui des plus grandes machines à influence actuelles.

M. Lamotte.

W. WIEN. — Ueber die Natur der positiven Elektronen (Sur la nature des électrons positifs). — P. 660-665.

En comparant la déviation électrostatique des rayons-canal à la différence de potentiel sous laquelle ces rayons ont été émis, on est conduit à admettre qu'il existe une série continue d'électrons positifs dont les déviations peuvent diminuer jusqu'à devenir nulles.

D'après les déviations magnétique et électrostatique de ces mêmes électrons, leur charge varierait aussi d'une manière continue jusqu'à un maximum. Ce maximum serait de l'ordre de grandeur de la charge élémentaire qu'on assigne à l'ion d'hydrogène, d'après les phénomènes d'électrolyse.

C'est l'hydrogène qui doit donner naissance aux rayons les plus déviés. Jusqu'ici on trouvait les mêmes valeurs pour la charge élémentaire, que le tube renfermât de l'hydrogène ou de l'oxygène. Mais, quand on élimine toute trace d'hydrogène, les nombres trouvés dans l'oxygène sont notablement plus petits : de 500 à 1 000 au lieu de 10 000 (1).

La tache fluorescente produite sur le verre par les rayons s'étale en ligne droite sous l'action du champ, que le tube renferme de l'hydrogène ou de l'oxygène. La vitesse des électrons est donc constante et leur charge décroît avec leur déviabilité.

Jusqu'ici on a toujours supposé d'une manière implicite que la

---

(1) Pour obtenir de l'oxygène absolument exempt d'humidité, on le prépare en chauffant du permanganate de potassium et on le fait circuler dans un serpentin plongé dans l'air liquide. Ou encore on le fait absorber par de l'anhydride phosphorique sublimé dans le vide, puis on l'extrait en faisant le vide au-dessus de cet anhydride.

D'ailleurs, en chauffant ce dernier dans le vide, on peut en extraire une quantité d'oxygène suffisante, même sans lui en avoir fait absorber au préalable.

charge élémentaire des électrons négatifs était égale à celle de l'ion d'hydrogène.

Il en résulterait qu'un électron positif ne pourrait avoir de charge inférieure en valeur absolue à celle de l'ion d'hydrogène. On ne peut guère s'expliquer alors les propriétés des électrons positifs, et il semble plus logique d'attribuer aux ions négatifs une charge, et, par suite, une masse beaucoup plus faible qu'on ne l'a fait.

M. LAMOTTE.

CLEMENS SCHÆFER. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Elasticität der Elemente (Influence de la température sur l'élasticité des éléments). — P. 665-677.

L'auteur mesure les modules d'élasticité et de torsion :

1° Du cadmium à — 46° C. et à 18° C. ;

2° De l'étain à — 63°,7 C. et à 22°,4 C. ;

3° De l'iridium et du rhodium ;

4° Du carbone.

De ces expériences et d'autres précédentes, l'auteur déduit le tableau suivant, dans lequel Δk représente la variation pour 100 du module de tension dans un intervalle de 100° C. :

	Poids atomique	Δk		Poids atomique	Δk
Lithium....	7	120 0/0	Zinc........	65	48 0/0
Carbone....	12	1,25	Sélénium...	78	—
Sodium	23	130	Rubidium ..	85	170
Magnésium.	24	30,2	Ruthénium .	101	—
Aluminium.	27	24,7	Rhodium...	102	3,7
Silicium....	28	—	Palladium..	105	9,7
Potassium..	39	150	Argent.....	107	8,2
Fer........	56	3,03	Cadmium...	111	46,7
Nickel......	58	3,3	Indium.....	113	—
Cobalt......	59	—	Etain.......	118	88
Cuivre	63	4,5	Cæsium	132	180
			Iridium	192	4
			Platine.....	193	1,8
			Plomb......	205	78,7

L'auteur remarque que, les poids atomiques étant rangés par valeurs croissantes, Δk subit des oscillations, c'est-à-dire présente des maxima et des minima.

Faisant le même rapprochement pour les coefficients de dilata-

tion et les températures de fusion, il est conduit à la proposition suivante :

Les températures de fusion, les coefficients de dilatation, les coefficients de variation avec la température des modules d'élasticité sont des fonctions périodiques du poids atomique.

L. MARCHIS.

L. LOWNDS. — Ueber das Verhalten der krystallinischen Wismuts im Magnetfeld (Sur les propriétés du bismuth cristallisé dans le champ magnétique). II [1]. — P. 677-691.

1. VARIATION RELATIVE A LA RÉSISTANCE $\frac{r_0 - r}{r_0}$. — *a) Direction parallèle à l'axe principal.* — Quand l'intensité du champ magnétique est inférieure à 4000 unités, la variation relative de résistance augmente quand la température s'abaisse. Cette augmentation est d'autant moins prononcée que le champ est plus intense. Dans un champ de 5000 unités, l'augmentation ne se poursuit pas, mais, au-dessous de — 50°, fait place à une diminution.

b) Direction perpendiculaire à l'axe. — Quelle que soit l'intensité du champ, il y a d'abord augmentation, puis diminution quand on abaisse la température de + 20° à — 186° (air liquide).

2. PHÉNOMÈNE DE HALL. — La force électromotrice due au phénomène de Hall paraît être indépendante de la direction du courant principal par rapport à l'axe. Quand la température baisse, la force électromotrice diminue en valeur absolue, s'annule (au-dessous de — 80°), change de sens et croît de nouveau.

3. CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE. — Le rapport des conductibilités calorifiques dans la direction de l'axe et dans la direction perpendiculaire est 1,42 dans un champ nul et 1,80 dans un champ de 5.000 unités. Pour les conductibilités électriques, ces rapports sont 1 78 et 1,87. Il ne semble pas qu'il y ait de relation entre les deux phénomènes.

M. LAMOTTE.

---

[1] Cf. *Drude's Ann. der Physik*, t. VI, p. 148 ; 1901.

LUDWIG MATTHIESSEN. — Ueber die Bedingungsgleichungen der aplanatischen Brechung von Strahlenbündeln in beliebigen krummen Oberflächen (Sur les équations de condition de la réfraction aplanétique des faisceaux lumineux par des surfaces courbes quelconques). — P. 691-702.

Karl Neumann [1] a donné trois équations permettant de calculer les abscisses des lignes focales comptées sur le rayon moyen d'un pinceau réfracté, et l'azimuth de l'une d'elles, en fonction des éléments correspondants du pinceau incident, des rayons de courbure principaux au point d'incidence, des angles d'incidence et de réfraction, et de l'azimuth du plan d'incidence. L'application de ces équations à des cas particuliers conduit aux théorèmes suivants, réciproques l'un de l'autre.

Si un faisceau réfracté par une surface de révolution quelconque du deuxième ordre et conjugué d'un faisceau provenant d'un point très éloigné passe par un foyer, la réfraction est aplanétique.

Quand des faisceaux provenant de points très éloignés passent par un point fixe après réflexion ou réfraction homocentrique par une surface de révolution, la surface est du second ordre, et le point fixe en est un foyer.

L'auteur applique ces résultats à l'étude de la réfraction par l'œil ; en utilisant des mesures de Knapp sur une cornée normale ellipsoïdale et tenant compte des dimensions et de la position de la pupille et du cristallin, il assigne au demi-champ maximum de l'œil la valeur 71°8, et montre que la forme ellipsoïdale de la cornée *possède des propriétés dioptriques extraordinairement favorables pour la périscopie.*

P. LUGOL.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die chemischen Wirkungen der Canalstrahlen (Actions chimiques des rayons-canal). — P. 703-712.

Tous les sels de sodium frappés par les rayons-canal acquièrent une fluorescence jaune rougeâtre ; ils ne se colorent pas, mais la lumière émise s'affaiblit peu à peu. La fluorescence des sels de potassium, d'abord bleuâtre, passe bientôt au jaune, surtout si ces

---

(1) K. NEUMANN, *Ber d. k. sächs. Gesell. d. Wissensch., math. phys., Kl.*, p. 53 ; 1880 ; — L. MATTHIESSEN, *Schlomilch's Zeitschr. f. Mathem. und Phys.*, t. XXXIII, p. 167 ; 1888 ; — L. GARTENSCHLAGER, *Inaug. diss.*, p. 10, Rostock ; 1888

sels renferment des traces de sodium, ce qui est presque toujours le cas.

La fluorescence est jaune avec le sulfate de cadmium, verte avec la blende de Sidot. Les sels de mercure, de fer, de nickel, de cobalt, de manganèse restent obscurs. D'une manière générale, les sels fortement colorés sont insensibles aux rayons-canal comme aux rayons cathodiques.

Les dissolutions solides deviennent aussi fluorescentes, mais perdent bientôt cette propriété par suite de la décomposition que provoquent les rayons-canal. En raison de cette décomposition, la couleur de la fluorescence varie rapidement, ce qui ne permet pas de la différencier très exactement de celle que provoquent les rayons cathodiques.

Substance	Spectres — Rayons cathodiques	Spectres — Rayons-canal
$MgSO^4 + xMnSO^4$	*bande rouge*, un peu de jaune..	*rouge*, jaune, vert, bleu.
$ZnSO^4 + 1\ 0/0\ MnSO^4$	*bande rouge*....................	*rouge*, jaune, vert, bleu.
$Na^2SO^4 + 1\ 0/0\ MnSO^4$	rouge, *jaune*, vert............	rouge, *jaune*, vert, bleu.
$CaCO^3 + xMnCO^3$	rouge, *jaune*, vert............	rouge, *jaune*, vert, bleu.
$CaSO^4 + xMnSO^4$	rouge, jaune, *vert*, bleu.......	rouge, jaune, *vert*, bleu.
$CdSO^4$	rouge, jaune, vert, trace de bleu.	rouge, *jaune*, *vert*, bleu.

(Les couleurs dont les noms sont imprimés en italiques sont les couleurs dominantes.)

Les oxydes métalliques purs ne deviennent fluorescents que s'ils ont été calcinés, sans doute parce qu'il se forme pendant la calcination des dissolutions solides, grâce aux traces de métaux étrangers que renferment les métaux les plus purs.

Soumis à l'action des rayons-canal, les oxydes et les dissolutions solides deviennent thermoluminescents.

Dans un tube à rayons-canal qui renferme de l'oxygène, les métaux sont oxydés, même s'ils ne sont pas frappés par les rayons. Cette oxydation n'est donc pas due à l'action directe des rayons, mais à une modification de l'oxygène produite par eux.

De même, la réduction du chlorure mercurique observée quand le

tube renferme de l'hydrogène est une action indirecte, puisqu'elle a lieu même quand le sel est recouvert d'une lame de fluorine.

La propriété caractéristique des rayons-canal est la décomposition des sels de sodium, signalée par Arnold.

M. LAMOTTE.

TH. ERHARD. — Eine Fehlerquelle bei magnetometrischen Messungen (Une cause d'erreur dans les mesures magnétométriques). — P. 724-727.

Quand on emploie le magnétomètre à l'étude des propriétés magnétiques du fer, on compense l'action de la bobine magnétisante sur l'équipage mobile par une autre bobine, de manière que l'aimant reste dans le méridien magnétique. Mais il ne s'ensuit pas que la compensation ait lieu pour toutes les positions de l'aimant. Pour obtenir un réglage plus complet, il faut faire agir sur l'aimant une même force déviatrice, quand aucun courant ne traverse les bobines et quand le courant les traverse toutes les deux. On modifie la position de la bobine compensatrice, jusqu'à ce que la déviation soit la même dans les deux cas ; ou bien de la différence entre les deux on déduit la correction à faire.

M. LAMOTTE.

T. IX, n° 12; 1902.

AUGUST HAGENBACH. — Ueber das Lithiumspectrum (Sur le spectre du lithium). — P. 729-741.

Les spectres des métaux alcalins autres que le lithium présentent des doublets dans toutes les séries. D'après Kayser et Runge, les différences des λ^{-1} des deux raies d'un doublet sont constantes dans un même spectre pour les séries secondaires, et *à peu près* proportionnelles aux carrés des poids atomiques des éléments. La règle appliquée au lithium donnerait pour distance des longueurs d'onde 0,4 unité d'Angstrom ; cette faible valeur explique que l'on n'ait pu jusqu'à présent dédoubler les raies du lithium. Cependant, avec un trembleur de Fabry et Pérot[1] et un réseau concave de Rowland (110 000 traits par pouce et 8 mètres de rayon de courbure), l'auteur

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 369 ; 1900.

a pu, en brûlant du lithium dans l'arc, dédoubler la raie jaune 4602, qui, dans les clichés, apparaît renversée et dissymétrique ; la raie de plus grande longueur d'onde est, comme d'ordinaire, la plus intense ; elle se renverse moins facilement que la seconde ; cette dernière a des bords peu nets ; la distance mesurée des raies est 1,04, soit à peu près deux fois et demie ce que donne le calcul ; cela peut tenir à la difficulté de préciser la position exacte de la raie la plus faible, et à l'approximation assez large de la règle de Kayser et Runge ; la raie la plus faible n'a pas pu être obtenue comme raie d'émission ; elle est toujours renversée, même lorsque l'autre est lumineuse. Comme pour les autres métaux, on a reconnu l'existence d'une nouvelle ligne diffuse, correspondant à 4636, mais n'appartenant pas aux séries connues.

P. Lugol.

H. KONEN. — Ein Beitrag zur Kenntnis spectroskopischer Methoden (Contribution à la connaissance des méthodes spectroscopiques). — P. 742-780.

L'auteur s'est proposé de chercher s'il ne serait pas possible d'obtenir des spectres de bandes en faisant jaillir l'arc ou des décharges dans des liquides. Il a expérimenté, avec des électrodes de charbon, de fer, de laiton et de cuivre dans l'eau, diverses solutions salines, l'alcool, l'ammoniaque, le sulfure et le tétrachlorure de carbone, le chloroforme, l'aniline, la benzine, la térébenthine, le pétrole. Le spectre a été photographié toutes les fois que cela a été possible.

Arc. — L'arc, très constant dans les liquides isolants, s'éteint facilement dans l'eau et les électrolytes ; un dispositif analogue au trembleur de Fabry et Pérot rend alors de bons services. La nature du liquide n'a qu'une très faible influence sur le spectre obtenu ; on n'a que celui des électrodes, sauf avec des solutions salines très concentrées, qui montrent quelquefois, mais faiblement, les raies les plus intenses du métal dissous ; on ne peut avoir le spectre des métaux inutilisables comme électrodes qu'en employant des charbons à mèche, ou en creusant l'un des charbons et introduisant le sel dans la cavité. Les spectres ont des lignes souvent plus nettes que dans l'air ; on n'a jamais de spectres de bandes : les raies ne sont pas déplacées ; elles se détachent, renversées ou non, sur un spectre continu. Avec des électrodes en charbon, ou dans les composés du car-

bone, on a en général le spectre de cyanogène et le spectre de Swan. On peut éliminer le premier en employant des électrodes ou des liquides débarrassés d'air; il suffit alors d'envoyer quelques bulles d'air dans le liquide pour le faire apparaître. L'auteur discute ensuite longuement l'origine du spectre de Swan; il l'a trouvé non seulement dans l'eau et les solutions salines, où l'arc est entouré d'une gaine d'oxyde de carbone provenant de la décomposition de la vapeur d'eau, mais dans les liquides où l'oxygène ne pouvait exister qu'à l'état de traces ; dès lors, suivant que l'on suppose à l'arc, pour des traces d'oxygène, une sensibilité faible ou considérable, on peut attribuer ce spectre soit au carbone seul, soit à l'oxyde de carbone, mais, dans ce cas, il faudrait admettre que l'oxygène et l'oxyde de carbone, agissant comme impuretés, ont une influence exceptionnelle. Il indique entre temps, comme moyen d'éliminer complètement les bandes qui accompagnent dans l'air les spectres de l'arc, l'emploi d'une électrode métallique dans des solutions salines concentrées.

Décharges. — On a essayé l'effluve, l'étincelle simple ou condensée. Avec l'aigrette, on a un faible spectre continu, sur lequel se détachent des raies ou des bandes provenant du liquide, car c'est lui qui règle ici la production du spectre, à l'inverse de ce qui a lieu avec l'arc. Avec les liquides carbonés, on a constamment le spectre de Swan, sans qu'il soit possible de se prononcer sûrement sur son origine.

L'étincelle simple donne un spectre continu plus intense, les raies des électrodes apparaissent, mais sont relativement faibles; c'est encore l'influence du liquide qui prédomine. Les liquides carbonés donnent toujours le spectre de Swan.

L'étincelle condensée donne un spectre continu très intense jusqu'à $0^{\mu},220$; même avec des électrodes de charbon, l'eau, les solutions salines, l'alcool et l'aniline ne donnent pas trace des spectres du charbon ou du cyanogène. Dans les solutions, on n'a que le spectre des électrodes ; dans les plus concentrées seulement, apparaissent faiblement les raies du métal dissous. La condensation semble nécessaire pour obtenir des lignes sombres. — Les spectres n'ont pas le même aspect que dans l'air : il y a d'importantes variations dans les intensités relatives des raies, des renversements et des déplacements non douteux, notamment pour le groupe $0^{\mu},2757$ du fer, dont le déplacement atteint $0^{\mu\mu},16$.

Le mémoire se termine par un long tableau des résultats relatifs à Fe, Al, Cu, qu'il n'est pas possible de résumer.

A signaler une singularité : le réseau concave dont s'est servi l'auteur pour certains de ses essais, et qui donnait au début, avec 2,5 minutes de pose, le spectre d'un arc en fer de 12 ampères environ, a acquis brusquement et conservé, sans qu'on ait pu en découvrir la cause, une intensité lumineuse qui a permis de réduire la durée de pose à quelques secondes.

P. Lugol.

K. SCHEEL. — Die Wärmeausdehmung des Quarzes in Richtung der Hauptaxe (Dilatation thermique du quartz dans la direction de l'axe principal). — P. 837-854.

Expériences entreprises au Reichsanstalt avec une méthode analogue à celle qui a été usitée par Fizeau, par M. Benoit et par Reimerdes.

Voici les résultats obtenus par ces expérimentateurs et par M. Scheel :

Fizeau :	$l_t = l_0(1 + 7,10 \times 10^{-6} \cdot t + 0,00885 \times 10^{-6}t^2)$
Benoit :	$l_t = l_0(1 + 7,161 \times 10^{-6} \cdot t + 0,00801 \times 10^{-6}t^2)$
Reimerdes :	$l_t = l_0(1 + 6,925 \times 10^{-6} \cdot t + 0,00819 \times 10^{-6}t^2)$
Scheel :	$l_t = l_0(1 + 7,144 \times 10^{-6} \cdot t + 0,00815 \times 10^{-6}t^2)$

En prenant la moyenne, on obtient une formule qui peut être considérée comme donnant, avec une très grande approximation, la dilatation linéaire du quartz dans la direction de l'axe principal. Cette formule est :

$$l_t = l_0(1 + 7,0825 \times 10^{-6} \cdot t + 0,00830 \times 10^{-6}t^2).$$

L. Marchis.

E. WARBURG. — Ueber die Bildung des Ozons bei der Spitzenentladung in Sauerstoff (Formation de l'ozone par la décharge des pointes dans l'oxygène). — P. 781-793.

La décharge par les pointes provoque, d'une part, la transformation de l'oxygène en ozone, d'autre part la destruction de l'ozone déjà formé.

Supposons : 1° que la composition de la masse gazeuse est uniforme ; 2° que le nombre des molécules d'ozone formées pendant

l'unité de temps est proportionnel au nombre de molécules d'oxygène existant dans l'unité de volume; 3° que le nombre des molécules d'ozone détruites pendant l'unité de temps par la décharge et par la désozonisation est proportionnel au nombre des molécules d'ozone par unité de volume. Nous trouverons que le rapport ε du nombre des molécules d'ozone au nombre des molécules est

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right) + \varepsilon_0 e^{-\frac{t}{\theta}},$$

ε_0 et ε_∞ désignant les valeurs initiale et finale de ε.

L'expérience permet de déterminer ε et t, puis ε_∞.

La proportion d'ozone formée se déduit de la diminution de volume qui résulte de l'ozonisation. A la température de 17°, la désozonisation spontanée est absolument négligeable vis-à-vis de celle que provoque la décharge. Une décharge dont l'intensité est 25 microampères transforme en ozone 2,2 0/0 de l'oxygène, mais en même temps détruit 61 0/0 de l'ozone existant.

A des températures basses (0° et — 71°), on ne peut plus atteindre la limite d'ozonisation, parce que des étincelles se produisent quand la richesse en ozone acquiert une certaine valeur.

Les expériences ont été faites jusqu'à + 93°. La vitesse d'ozonisation varie peu avec la température, tandis que la vitesse de désozonisation par la décharge triple environ de 0° à + 93°. Si la proportion limite d'ozone diminue quand la température s'élève, c'est moins par suite d'une diminution de l'action ozonisante de la décharge que par suite de l'augmentation de l'effet inverse.

La proportion d'ozone qu'on peut atteindre avec les décharges négatives par la pointe est environ trois fois plus grande que si les décharges sont positives. L'action ozonisante est environ trois fois plus grande et l'action inverse est à peu près la même.

L'influence de la température est la même à peu près pour les deux espèces de décharges.

M. Lamotte.

STREINTZ. — Ueber die elektrische Leitfähigkeit von gepressten Pulvern (Conductibilité électrique des poudres comprimées). — P. 854-886.

Parmi les oxydes et sulfures métalliques pulvérulents, un petit nombre seulement ont une conductibilité électrique notable. Ils sont

tous de couleur foncée. Au contraire, toutes les poudres de couleur claire sont isolantes, au moins à la température ordinaire.

Agglomérées sous une forte pression, les poudres très conductrices deviennent très cohérentes et la surface de l'aggloméré a l'éclat et la dureté d'un métal. Dans les mêmes conditions, les poudres médiocrement conductrices ne donnent que des baguettes fragiles, à la surface mate.

Oxydes métalliques. — L'*oxyde puce de plomb* possède une conductibilité presque égale à la moitié de la conductibilité du mercure et énormément supérieure à celle de toutes les autres combinaisons. Cette propriété doit compter sans doute parmi celles qui donnent au plomb une supériorité si marquée pour la construction des accumulateurs. La résistance croît avec la température comme celle des métaux.

Le *bioxyde de manganèse* a une conductibilité beaucoup moindre, croissant assez rapidement avec la température.

La combinaison $PbO^2,4MnO^2$ a une conductibilité intermédiaire, encore faible cependant, avec un coefficient de température négatif.

Le *peroxyde d'argent* (Ag^2O^2?) a une résistance spécifique très grande.

L'*anhydride permanganique* (Mn^2O^7), en gouttelettes d'un aspect métallique, possède une conductibilité du même ordre de grandeur que celle de l'acide sulfurique à 5 ou 10 0/0.

L'oxyde cuivrique, l'oxyde de fer magnétique, les sesquioxydes de nickel et de cobalt, l'oxyde d'uranium (U^3O^8), le sesquioxyde de molybdène, les oxydes inférieurs du manganèse (MnO et Mn^2O^3), ne sont pas conducteurs.

La conductibilité de l'*oxyde de cadmium* reste à peu près invariable entre — 180° et + 200°, puis, au-dessus de cette dernière température, acquiert brusquement une valeur très grande et garde une valeur assez grande quand on revient à la température ordinaire.

L'*oxyde mercureux*, Hg^2O, se dissocie sous l'action de la pression, ce qui explique ses variations de conductibilité.

Sulfures. — Les sulfures de fer et de nickel et le sulfure de plomb à l'état amorphe ne sont pas conducteurs. Mais les sulfures cuivreux et cuivrique, le sulfure de molybdène, le sulfure de mercure noir, la galène et le sulfure d'argent sont relativement très conducteurs.

Le *sulfure cuivreux* se comporte à peu près comme l'oxyde de cadmium.

La *galène* possède des propriétés curieuses qui ont été longuement étudiées par M. Streintz.

La résistance électrique de la galène dépend de la pression, de la température et du temps. Suivant la grandeur de la pression à laquelle la galène est soumise, une élévation de température provoque un accroissement ou une diminution de la résistance. On ne constate pas de polarisation électrolytique d'ailleurs.

Au-dessus de 200°, la résistance baisse beaucoup et, après un refroidissement lent, conserve une valeur notablement plus petite que sa valeur primitive. Si on fait parcourir à l'échantillon un second cycle de température, la résistance, subit une nouvelle diminution. Après quatre ou cinq cycles, elle acquiert une valeur stationnaire. On arrive plus rapidement à cet état stationnaire en comprimant la poudre chauffée à 200°.

Si on élève la température bien au-dessus de 200°, la résistance décroît fort lentement à partir de 250° environ, puis vers 350° croît de nouveau. Revenue à la température ordinaire, la galène a conservé une résistance supérieure à sa résistance initiale ; cette résistance croît spontanément jusqu'à un maximum et décroît ensuite d'une manière continue.

La résistance subit donc une oscillation : cette oscillation s'effectue d'autant plus rapidement que la durée de chauffe a été plus courte.

Entre 30° et 200°, la conductibilité peut se représenter par une exponentielle en fonction de la température absolue T :

$$K = aT\alpha.$$

A la température de l'air bouillant, la résistance de la galène devient très grande.

La sulfure de mercure noir se comporte à peu près comme la galène.

Le sulfure d'argent, quels que soient son mode de préparation et son état physique, suit les mêmes lois dans la variation de sa conductibilité électrique avec la température.

Des variations cycliques de la température provoquent une diminution permanente de la résistance.

L'influence de la température est si marquée que l'élévation de température produite par le passage du courant suffit à augmenter la conductibilité d'une manière notable. A 220°, cette conductibilité est

comparable à celle des métaux, sans qu'il y ait trace de décomposition. A la température de l'air bouillant, elle est très faible.

M. LAMOTTE.

A. FÄRBER. — Ueber das Zeeman-Phänomen (Sur le phénomène de Zeeman). P. 886-899.

Dans les champs magnétiques étudiés (jusqu'à 24000 C. G. S.), l'écartement des raies provenant d'une même raie spectrale est proportionnel à l'intensité du champ.

Pour les raies 4678 du cadmium et 4680 du zinc :

$$10^{-5}\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}=18,13,$$

avec une erreur probable de 0,01.

M. LAMOTTE.

L. ZEHNDER. — Zur Demonstration elektrischer Schwingungen (Expériences de cours sur les oscillations électriques). — P. 899-919.

L'auteur décrit un dispositif simplifié pour répéter les expériences de Feddersen sur les décharges des condensateurs en les analysant à l'aide d'un miroir tournant. Un moyen plus simple encore consiste à employer un exploseur disposé comme les parafoudres à cornes et à lancer entre les électrodes un fort courant d'air qui provoque un déplacement rapide de l'étincelle.

Pour les ondes hertziennes, M. Zehnder a apporté à son tube indicateur quelques modifications qui le rendent plus sensible et permettent de mesurer des longueurs d'onde plus petites. Les électrodes, qui étaient disposées dans le prolongement l'une de l'autre, sont, dans le nouveau modèle, placées obliquement : leurs extrémités en dehors du tube sont ainsi rapprochées, et le circuit formant résonateur, qui les relie, est de dimensions plus restreintes. L'éclat de l'étincelle secondaire est assez grand pour être visible à plusieurs mètres de distance, même sans le secours de la batterie d'accumulateurs à haute tension.

Il est aisé aussi de rendre visibles de loin les ondes stationnaires dans un système de Lecher; on relie une petite boucle de fil qui

entoure l'un des fils parallèles à l'électrode du tube qui est isolée (électrode qui a servi à produire le sodium à l'intérieur du tube pendant la construction).

M. Zehnder a imaginé aussi un appareil simple qui permet de substituer rapidement un résonateur à l'autre. Tous les résonateurs rectilignes, dont les longueurs varient de 2 en 2 centimètres, sont fixés côte à côte sur un cadre formant curseur. Ce curseur se déplace sur une règle en bois à laquelle est fixé l'indicateur (micromètre, électromètre, élément thermoélectrique, bolomètre ou tube à gaz raréfié). Les deux extrémités de l'indicateur aboutissent à deux ressorts qui prennent contact chacun avec l'une des moitiés du résonateur amené par le déplacement du circuit sous les ressorts.

M. LAMOTTE.

H. SCHMIDT. — Bestimmung der Dielektricitätsconstanten von Krystallen mit elektrischen Wellen (Détermination des pouvoirs inducteurs des corps cristallisés à l'aide des ondes électriques). — P. 919-937.

Cette détermination repose sur l'emploi simultané de la méthode de Drude et de celle de Starke.

On détermine, dans un appareil de Drude, les longueurs d'onde qui correspondent à des capacités croissantes du condensateur terminal, obtenues en remplissant ce dernier avec des liquides de pouvoir inducteur connu. On construit une courbe qui représente la variation de la longueur d'onde avec ce pouvoir inducteur. Puis on construit la courbe analogue après avoir introduit entre les armatures du condensateur le cristal dont on veut déterminer le pouvoir inducteur. Ce dernier est donné par l'abscisse du point d'intersection des deux courbes.

On peut obtenir ainsi directement les pouvoirs inducteurs K inférieurs ou égaux à 81 (pouvoir inducteur de l'eau). Au delà, si K n'est pas très supérieur à 81, on le détermine par extrapolation en prolongeant les courbes jusqu'à leur intersection. Si K est beaucoup plus grand, on emploie un second condensateur, de dimensions plus grandes, en admettant que le rapport des capacités des deux condensateurs est indépendant du pouvoir inducteur du liquide qui les remplit tous deux.

Les pouvoirs inducteurs du soufre satisfont à la loi de Maxwell : $n^2 = K$. Les autres cristaux ne suivent pas cette loi, ni quant à la

valeur numérique, ni même toujours quant au signe de la double réfraction.

Les pouvoirs inducteurs mesurés dans des directions cristallographiques différentes présentent un écart parfois très considérable, jusqu'à 50 0/0.

Le rutile et la pyromorphite ont des pouvoirs inducteurs énormes (173 et 150).

Les résultats de ces mesures concordent avec ceux qui ont été obtenus par J. Curie [1]. Le pouvoir inducteur est indépendant de la période de charge dans la calcite, le quartz, la topaze, le sel gemme, l'alun et la fluorine, mais diminue notablement avec cette période dans l'émeraude et la tourmaline.

M. Lamotte.

H. du BOIS. — Ueber störungsfreie Differentialmagnetometer (Magnétomètres différentiels à l'abri des perturbations). — P. 938-946.

L'équipage d'un magnétomètre n'est jamais rigoureusement astatique. On dispose autour de l'aimant dont le moment est le plus fort un petit anneau de fer doux. Cet anneau, formant écran, permet d'atténuer l'action sur cet aimant du champ perturbateur et de la rendre égale à celle qui s'exerce sur l'autre aimant du couple astatique.

Il faut supposer que le champ perturbateur est uniforme dans une certaine région et que son intensité est fonction du temps seulement.

La disposition la plus simple consisterait à placer l'aimant protégé en un point où la force à mesurer est nulle. Mais on serait conduit ainsi à donner à l'équipage astatique une longueur assez grande : la condition d'uniformité du champ pourrait n'être plus remplie.

Une autre solution consiste à placer l'aimant protégé en un point où le champ à mesurer est vertical, l'autre aimant du couple astatique se trouvant en un point où la composante horizontale est maxima.

Le lieu géométrique des premiers points est la surface d'un cône de révolution autour de l'axe d'aimantation, ayant un angle au som-

---

(1) J. Curie, *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 391 ; 1890.

met de 54° 44′ 8″. Le lieu géométrique des seconds points est la surface d'un autre cône ayant un angle de 63° 26 6″.

Ces dispositions n'ont d'efficacité d'ailleurs que si le centre de perturbation est éloigné de 10 mètres au moins.

M. LAMOTTE.

TH. WULF. — Beiträge zur Kenntniss der lichtelektrischen Wirkung (Contribution à l'étude des phénomènes photoélectriques). — P. 946-964.

D'après des observations déjà anciennes, l'activité photoélectrique d'un métal est d'autant plus grande qu'il occupe un rang plus élevé dans la série des tensions de Volta.

A l'état normal, le platine est inactif ou à peu près. Polarisé par l'hydrogène, il devient très actif, tandis que la polarisation par l'oxygène, le chlore ou l'ozone ne lui communique aucune propriété semblable.

L'activité photoélectrique dépend du milieu ambiant : elle est d'autant plus grande que la différence de potentiel au contact entre le métal et le milieu ambiant est plus grande.

La vapeur de sulfure de carbone brûlant dans l'oxygène constitue une source de rayons ultra-violets, plus constante et presque aussi intense que l'arc électrique.

M. LAMOTTE.

T. IX, n° 13; 1902.

H. v. STEINWEHR. — Ueber den angeblichen Umwandlungspunkt des Cadmiumsulfat = Hydrats $CdSO^4, \frac{8}{3} H^2O$ (Sur le prétendu point de transformation du sulfate de cadmium hydraté $CdSO^4, \frac{8}{3} H^2O$). — P. 1046-1053.

La transformation au voisinage de 15°, signalée par Kohnstamm et Cohen, n'existe pas et la déformation de la courbe de solubilité observée par ces expérimentateurs doit être attribuée à des erreurs d'expérience. D'ailleurs, dans leur étude de l'élément Weston, Jaeger et Lindeck n'ont trouvé aucune anomalie de la force électromotrice aux environs de + 15°.

M. LAMOTTE.

E. BOSE. — Bemerkungen über Gasentladungen elektrolytischen Glühkörpern im Vacuum, sowie Beobachtungen über Kathodenstrahlenemission von Metalloid-und Elektrolytkathoden (Remarque sur les décharges à travers les gaz raréfiés entourant un filament électrolytique incandescent : observations sur l'émission de rayons cathodiques par des cathodes formées de métalloïdes ou d'électrolytes). — P. 1061-1070.

La lumière bleue observée dans l'ampoule d'une lampe Nernst n'est pas due à un phénomène de diffusion analogue à celui par lequel lord Rayleigh explique la production du bleu du ciel.

C'est bien plutôt une forme particulière de la décharge électrique à travers les gaz raréfiés. En fait, elle ne s'observe que si le courant est continu et encore seulement dans un certain intervalle de pression. Il est probable que la présence du métal en vapeur, qui peut se former seulement quand le courant est continu, est nécessaire.

Le sélénium et le tellure, sous leur modification métallique, émettent des rayons cathodiques : mais, avec une cathode en bioxyde de plomb, on n'observe aucune émission.

Tous les électrolytes proprement dits émettent aussi des rayons cathodiques, quand ils fonctionnent comme cathode, pourvu toutefois que leur force élastique de vapeur soit assez faible pour permettre de maintenir un vide suffisant.

M. LAMOTTE.

D. A. GOLDHAMMER. — Ueber die Theorie des Flüssigkeitsunterbrechers (Sur la théorie des interrupteurs à liquide). — P. 1070-1083.

La période T du courant pulsant produit par l'interrupteur se divise en deux intervalles : l'un τ, pendant lequel le courant augmente depuis sa valeur initiale o jusqu'à sa valeur maxima i_τ; l'autre θ, pendant lequel il retombe de i_τ à o.

Les théories de Simon et de Klupathy sont basées sur les hypothèses suivantes :

1° L'intervalle θ est constant;

2° La quantité de chaleur δq dégagée par le courant pendant le temps τ, dans la couche d'électrolyte d'épaisseur δ qui entoure l'électrode (ou le trou), est constante;

3° On peut appliquer au courant pulsant l'équation :

$$L \frac{di}{dt} + i(R + r) = E.$$

On remplace la résistance variable R de l'électrolyte par une valeur moyenne R_m. L'intensité du courant est donnée alors par l'équation :

$$(1) \qquad i = \frac{E}{R_m + r}\left(1 - e^{-\frac{R_m + r}{L}t}\right),$$

valable pour les valeurs comprises entre o et τ. La première hypothèse semble vérifiée par l'expérience. Mais il n'en est pas de même de la seconde, qui paraît même fort peu probable. En effet, on peut faire croître τ indéfiniment, jusqu'à ce que les interruptions cessent : la quantité de chaleur

$$\int_0^\tau i^2 R_m dt,$$

d'après Simon, ou

$$\int_0^\tau i^2 R_m dt + \int_0^\tau P_m i dt,$$

croîtrait aussi indéfiniment. Par contre, rien n'indique que, conformément à l'expérience, τ ne puisse descendre au-dessous d'une certaine valeur.

Mais on peut trouver des formules qui déterminent T sans faire aucune hypothèse sur la quantité de chaleur dégagée, en supposant seulement que, pendant l'intervalle θ, la chute du courant est assez brusque pour que, dans cet intervalle, la courbe de l'intensité se confonde avec une droite.

On obtient alors la formule de Simon :

$$T = \frac{i_e^2 T \rho^2}{E^2} + \frac{3}{2}\frac{L}{\rho} + \frac{2}{3}\theta \qquad (\rho = R_m + r),$$

à cela près que la constante c est remplacée par $i_e^2 T$ et $\frac{2}{3}\theta$ par θ.

Mais cette équation n'est valable que pour des valeurs assez grandes de L. Parmi les grandeurs qui figurent dans cette formule, E, L, i_e (intensité efficace proportionnelle à l'indication d'un ampèremètre calorifique), i_m (intensité moyenne proportionnelle à l'indication d'un ampèremètre à courants continus), sont susceptibles d'être mesurées. La formule renferme donc deux constantes ρ et θ.

Lorsque L est petit, on peut obtenir une autre équation en partant de celle de Klupathy : les calculs sont un peu plus compliqués. La

formule qui donne T est de la forme :

$$T = \frac{b + \frac{1}{3} f i_\tau^2 \theta + \frac{1}{2} i_\tau \theta}{i_m + f i_e^2 - a},$$

avec quatre constantes, a, b, f, θ.

Dans le cas de l'interrupteur à fil de platine, si la section n'est pas très petite, l'expression se réduit à :

$$T = \frac{b + \frac{1}{2} i_\tau \theta}{i_m - a}.$$

Pour l'interrupteur à trou :

$$T = \frac{\beta + \frac{1}{3} i_\tau^2 \theta}{i_e^2 - \alpha}.$$

Les données expérimentales actuelles ne suffisent pas pour vérifier ces formules, car aucun expérimentateur n'a déterminé simultanément i_m, i_e et T.

M. Lamotte.

F. A. SCHULZE. — Die Schwingungsdauer und Dampfung asymmetrischer Schwingungen (La période et l'amortissement des oscillations dissymétriques). — P. 1111-1124.

L'angle d'écart α, dans ces oscillations dissymétriques, satisfait à l'équation différentielle :

$$K \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\alpha f'(o) - \frac{\alpha^2}{2} f''(o),$$

où K représente le moment d'inertie du système, f une fonction de α, dépendant en outre de paramètres spéciaux au genre d'oscillations étudiées.

Si $\alpha = +\theta$ est la valeur de α qui correspond à un point d'inversion, la valeur qui correspond à l'autre point d'inversion est :

$$\alpha = -\theta - \frac{f''(o)}{3f'(o)}.$$

La période a pour expression :

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{f'(o)}{K}}} \left[1 + \frac{5}{12}\left(\frac{f''(o)}{f'(o)}\right)^2 \theta^2\right].$$

Soient T_d et T_g les deux durées d'oscillation à droite et à gauche de la position d'équilibre, on a :

$$\frac{Tg - Td}{T} = -\frac{4}{3}\pi \frac{f''(o)}{f'(o)} \theta.$$

Tandis que T_g diminue quand l'amplitude augmente, T_d augmente : pour $\theta = o$, les deux tendent asymptotiquement vers la même valeur.

Quand il y a un amortissement, l'équation différentielle des oscillations prend la forme :

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -c_1\alpha - c_2\alpha^2 - 2b\frac{d\alpha}{dt}.$$

On a approximativement pour le décrément δ :

$$\delta = bT \frac{1}{1 + \frac{c_2}{c_1}\theta} = bT\left(1 - \frac{c_2}{c_1}\theta\right).$$

L'exactitude de ces formules a été vérifiée sur un magnétomètre à suspension unifilaire.

M. Lamotte.

A. KORN et K. STOECKL. — Studien zur Theorie der Lichterscheinungen (Contribution à la théorie des phénomènes lumineux). — P. 1138-1148.

D'après Faraday, les particules magnétiques sont animées autour de leur axe magnétique d'une vitesse de rotation proportionnelle à leur moment. Ces axes sont, en général, distribués d'une manière quelconque : mais, dans un champ magnétique, ils prennent une orientation uniforme.

En partant de cette idée, on peut arriver aux équations de Voigt.

Pour décider entre les théories qui admettent la rotation des molécules magnétiques et celles qui la repoussent, il faudrait reproduire la polarisation rotatoire magnétique par un procédé méca-

nique. Il y a bien peu de chances de succès : car, pour obtenir une rotation de 5′, il faudrait réaliser des vitesses de rotation de $3 . 10^7$ tours par seconde.

M. LAMOTTE.

FR. KLINGELFUSS. — Untersuchungen an Induktorien an Hand der Funkenentladungen bis zu 100 cm. Funkenlänge in Luft von Atmosphärendruck (Expériences sur les bobines d'induction : décharges dans l'air à la pression atmosphérique atteignant 100 centimètres d'étincelle). — P. 1198-1217.

Les étincelles sont photographiées sur une plaque sensible, fixée sur un disque de bois qui est monté sur l'arbre d'un petit électromoteur.

L'intensité de la *décharge bleue* ne peut pas croître au delà d'une certaine limite sans que l'*auréole* apparaisse.

L'étincelle bleue se compose généralement de plusieurs décharges partielles, représentées sur les photographies par autant de traits séparés. En même temps apparaissent des traits accessoires beaucoup moins intenses : d'après leur aspect, ces traits représentent les décharges oscillantes provenant du système que constituent les deux colonnes qui supportent les boules de l'exploseur et qui fonctionnent comme un excitateur de Hertz. La bobine, par suite de son énorme induction propre, offre à ces oscillations très rapides une résistance insurmontable.

Les décharges induites dans le secondaire de la bobine sont certainement toutes de même sens. Le pôle positif et le pôle négatif sont aisés à distinguer par leur différence d'éclat.

Les images des étincelles sont visibles sur tout leur trajet : la décharge se fait donc en une seule fois et il ne se produit pas dans ces conditions d'avant-coureurs de la décharge, comme on l'a admis parfois.

Quand l'intensité de la décharge dépasse une certaine limite, l'auréole apparaît. Mais l'étincelle bleue subsiste à côté de l'auréole.

Les deux pôles sont encore très aisés à distinguer sur les photographies de l'auréole. La clarté et par suite la vigueur du cliché suivent très exactement les variations d'intensité de la décharge. Du côté positif, la ligne décrite est assez floue et d'une intensité variable, ce qui provient de la rotation du point lumineux autour de l'anode.

Du côté négatif, le trait est très net et permet de reconnaître les particularités de la décharge.

Entre autres particularités, on reconnaît que les pulsations de l'étincelle et de l'auréole n'ont pas la même phase. La différence est d'autant plus grande que l'intensité est plus forte : sa valeur maxima est 180°. Les pulsations ont le même sens et produisent un flux d'électricité ininterrompu, si leurs amplitudes sont à chaque instant de sens opposé et de même grandeur.

D'après la forme que prend l'auréole sous l'action du champ magnétique de la bobine qui fournit la décharge, on reconnaît qu'à aucun moment ce champ magnétique n'est alternatif.

Les photographies permettent aussi de mesurer la durée de la période quand on connaît la vitesse de rotation de la plaque. De cette durée on déduit la différence de potentiel secondaire par la formule :

$$V_2 = \frac{TI_1 10^6}{\pi TC} \frac{n_2}{n_1},$$

où I_1 est l'intensité du courant primaire ; T, la période ; C, la capacité du condensateur ; n_2 et n_1, les nombres de spires du primaire et du secondaire (Cf. Klingelfuss, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 266 ; 1902).

Inversement, cette formule permet de calculer n_2 quand on a déterminé V_2. Cette détermination de V_2 se fait par comparaison avec une autre bobine dont on connaît par construction n_1 et n_2, en donnant aux deux la même distance explosive.

M. Lamotte.

A. WÜLLNER et Max WIEN. — Ueber die Elektrostriction des Glases (Sur l'électrostriction du verre). — P. 1217-1260.

Les expériences sur les variations de volume qu'éprouve le verre dans le champ électrique ont donné des résultats tout à fait contradictoires. Le travail très soigné de MM. Wüllner et Wien fait ressortir toutes les difficultés de la question plutôt qu'il n'apporte de conclusion définitive.

Ces physiciens sont revenus à la méthode de Quincke, c'est-à-dire qu'ils mesurent la variation de volume intérieur d'un ballon ou d'un tube formant condensateur. Au lieu de mesurer la différence de potentiel entre les armatures, ils mesurent la charge du condensateur au moyen du galvanomètre balistique.

Il faut mesurer le pouvoir inducteur et la conductibilité du verre. Il est à signaler que MM. Wüllner et Wien ont trouvé pour ce pouvoir inducteur des valeurs très différentes de celles qu'a obtenues M. Cantone, et cela sur les échantillons mêmes utilisés par M. Cantone.

Dans le calcul d'élasticité qui conduit à l'expression de la variation du volume, ils tiennent compte de ce que, à différence de potentiel égale, la différence des pressions intérieure et extérieure est plus grande sur les calottes sphériques qui terminent les tubes. Mais les inégalités d'épaisseur que signalent les auteurs eux-mêmes dans les ballons et les tubes (les variations atteignent 50 0/0) doivent entraîner une erreur bien plus considérable, car elles détruisent l'uniformité du champ. Or, c'est du champ que dépend la variation relative du volume intérieur.

Quoi qu'il en soit, voici les conclusions :

L'augmentation de volume intérieur des condensateurs sphériques ou cylindriques à lame de verre est en général plus petite que l'augmentation calculée d'après les coefficients d'élasticité déterminés par les méthodes acoustique ou mécanique. La différence dépend de l'espèce de verre.

L'effet résiduel observé par Quincke et Cantone, qui s'efface lentement et est d'autant plus grand que la charge précédente a duré plus longtemps, doit être attribué à l'échauffement du verre par la chaleur de Joule.

Les coefficients d'élasticité trouvés par la méthode acoustique sont en général un peu plus grands que ceux déduits des déformations par compression.

M. Lamotte.

E. WARBURG. — Ueber spontane Desozonisirung (Sur la destruction spontanée de l'ozone). — P. 1286-1304.

La destruction des molécules d'ozone peut être provoquée :

1° Par des causes extérieures : action des corps étrangers avec lesquels l'ozone se trouve en contact et particulièrement les parois du récipient ;

2° Par des causes internes, indépendantes de la présence des corps étrangers :

a) Phénomènes ne dépendant pas de la présence des autres molécules d'ozone (réaction monomoléculaire);

b) Collisions de la molécule d'ozone avec une autre (réaction bimoléculaire).

La loi suivant laquelle la décomposition de l'ozone est liée au temps dépend seulement de la nature de la réaction.

Dans le premier cas de décomposition, le nombre des collisions des molécules d'ozone avec les parois ou les molécules d'autres gaz est proportionnel au nombre n_1 des molécules d'ozone :

$$dn_1 = -\alpha n_1 dt,$$

où α désigne une constante, indépendante de t. Cette même équation s'applique évidemment à la réaction monomoléculaire *a*.

Dans la réaction bimoléculaire, le nombre des collisions entre deux molécules d'ozone est proportionnel au carré du nombre de ces molécules; d'où :

$$dn_1 = -\beta n_1^2 dt.$$

Si les deux genres de réaction ont lieu simultanément,

$$dn_1 = -\beta n_1^2 dt - \alpha n_1 dt. \tag{1}$$

Soit n le nombre des molécules d'oxygène et posons :

$$\frac{n_1}{n} =$$

il viendra :

$$\left\{\begin{aligned} d\varepsilon &= -\alpha\varepsilon dt \\ d\varepsilon &= -\beta\varepsilon^2 dt \\ d\varepsilon &= -\beta\varepsilon^2 dt - \alpha\varepsilon dt. \end{aligned}\right. \tag{2}$$

Dans les expériences effectuées avec l'ozonomètre différentiel, on mesure la diminution de pression y qui résulte de l'ozonisation et, par suite, est proportionnelle à ε :

$$\varepsilon = qy.$$

Le coefficient y dépend de la température et de la masse d'hydrogène introduite dans l'appareil. En remplaçant ε par qy dans les équations (2) et intégrant par rapport au temps, on trouve :

$$y = \frac{\alpha}{\beta'} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{y_0}\frac{\alpha}{\beta'}\right)e^{\alpha t} - 1},$$

où

$$\beta' = \beta n q.$$

L'expérience permet de déterminer y en fonction de t et d'en déduire y_0 et α.

A la température ordinaire, la vitesse de désozonisation n'est pas influencée par la nature du desséchant employé pour éliminer la vapeur d'eau.

Pour une valeur initiale de ε égale à 6 ou 8,5 0/0, la diminution pendant les 100 premières heures est d'environ 0,5 0/0 ; pendant les 400 heures suivantes, de 0,25 0/0.

Quand les appareils ont été abandonnés à eux-mêmes pendant quelque temps, on ne retrouve plus les mêmes vitesses de désozonisation. Les variations peuvent être très grandes (de 1 : 8) et montrent combien des causes accessoires modifient aisément ces vitesses.

A 100°, les résultats ne s'accordent ni avec l'hypothèse d'une réaction monomoléculaire, ni avec celle d'une réaction bimoléculaire, mais correspondent plutôt à l'existence simultanée de ces deux réactions.

A 126°, la réaction bimoléculaire se produit seule. D'après Van t'Hoff, on doit avoir :

$$d\beta = \mu\beta d\theta,$$

μ étant une constante, θ la température. Le quotient des vitesses de réaction pour 10°, défini par Van t'Hoff, devient ici :

$$\frac{\beta_{\theta+10}}{\beta_\theta} = 2,47$$

d'après les expériences faites entre 100° et 126°. Cette valeur est à peu près la même que les valeurs données par Van t'Hoff pour d'autres réactions se produisant à des températures du même ordre.

La vitesse de la réaction monomoléculaire due aux causes extérieures croît, quand la température s'élève, beaucoup plus lentement que celle de la réaction bimoléculaire; cette dernière devient donc prépondérante.

D'après ce qui précède, il n'y a pas de température déterminée de décomposition de l'ozone ; on peut fixer seulement la température à laquelle cette décomposition se fait avec une vitesse déterminée.

D'après Stenstone, l'ozone sec serait moins stable que l'ozone

humide : une expérience faite à 100° n'a pas confirmé cette manière de voir.

M. Lamotte.

W. FEUSSNER. — Ueber Stromverzweigung in netzförmigen Leitern (Répartition du courant dans un réseau de conducteurs). — P. 1304-1330.

Les théorèmes de Kirchhoff fournissent une solution complète de ce problème. Mais le calcul direct des déterminants qui forment le dénominateur et les numérateurs des intensités est long et fastidieux. Kirchhoff lui-même avait déjà donné deux lemmes permettant d'effectuer le calcul sans faire intervenir les déterminants. Mais ces lemmes ne donnent pas le moyen de reconnaître parmi les combinaisons possibles celles qui sont indispensables.

M. Feussner développe, dans le présent mémoire, une méthode qui, par une loi de récurrence, donne un moyen relativement simple d'obtenir les expressions cherchées.

Par *réseau*, il faut entendre une combinaison de fils de forme quelconque (mais de section infiniment petite) telle qu'on puisse se rendre, en suivant ces fils, d'un point quelconque du réseau à un autre point quelconque. Dans ce qui suit, on suppose que le réseau ne présente aucune extrémité libre, c'est-à-dire aucun point dont on ne puisse s'éloigner que dans une seule direction (réseau fermé).

Les points dont on peut s'éloigner dans 3, 4,..., *n* directions ou plus sont dits *points de bifurcation* d'ordre 3, 4,..., *n*. Les segments de fil sont toujours comptés d'un point de bifurcation au point de bifurcation immédiatement suivant. Si tous les couples de points du réseau peuvent être reliés par deux chemins tout à fait indépendants empruntant les lignes du réseau, le réseau est complet ; sinon, il est incomplet. Tout réseau incomplet se compose de deux ou plusieurs réseaux complets qui se touchent (ces réseaux partiels peuvent, dans des cas limités, se réduire à un seul fil). Le contact peut avoir lieu par un point, qui est alors un point de bifurcation d'ordre 4 au moins, ou par une ligne de jonction. Les points communs aux réseaux partiels sont les points de jonction. Les lignes de jonction sont dites conjuguées quand les réseaux partiels qu'on obtient par la suppression de l'une d'elles sont réunis par les autres.

Les théorèmes de Kirchhoff conduisent aux systèmes d'équations suivants :

Soit un réseau comprenant n fils dont les résistances sont $r_1, r_2, \ldots, r_n$ et m points de bifurcation ; soient $i_1, i_2, \ldots, i_n$ les intensités du courant dans les fils $r_1, r_2, \ldots, r_n$; $a, b, c \ldots$, des nombres faisant partie de la suite $1 \ldots n$, tels que les fils qui leur correspondent forment un circuit fermé dans le réseau. Le premier théorème de Kirchhoff donne $\mu = n - m + 1$ équations, de la forme :

$$(1) \qquad r_a i_a + r_b i_b + r_c i_c + \ldots = E_a + E_b + E_c + \ldots$$

Le deuxième théorème donne $m - 1$ équations :

$$(2) \qquad i\alpha + i\beta + i\gamma + \ldots = 0.$$

Les r et les E étant donnés, ces n équations définissent les n inconnues $i_1, i_2, \ldots, i_n$.

Ce système d'équations du premier degré peut être résolu à l'aide des déterminants. Mais, au lieu de s'appuyer sur des considérations purement mathématiques, on peut faire usage des propositions suivantes, qui sont à peu près évidentes au point de vue physique :

1° Une force électromotrice finie ne peut produire nulle part un courant d'intensité infinie dans un réseau qui ne renferme pas de circuit fermé dont la résistance soit infiniment petite ;

2° Attribuer à un fil une résistance infinie revient à le supprimer dans le réseau ;

3° Attribuer à un fil une résistance infiniment petite revient à confondre ses deux extrémités ;

4° Si le fil dont la résistance est infiniment grande contient la force électromotrice du réseau, l'intensité est nulle dans tout le réseau.

Calcul du dénominateur N. — Le dénominateur N est commun à toutes les intensités. Ce dénominateur est une somme de deux termes :

$$(3) \qquad N = r_a N_a + N_{a'} ;$$

le premier est le produit $r_a N_a$ ou la résistance r_a d'un fil quelconque par le dénominateur N_a, caractérisant le réseau obtenu en supprimant le fil a dans le réseau considéré ; le second, $N_{a'}$, est le dénominateur du réseau obtenu en supprimant le fil a et réunissant ses deux extrémités en un seul point.

L'équation de récurrence (3) ramène donc le calcul relatif au réseau à n fils au calcul d'un réseau à $(n - 1)$ fils, et ainsi de suite de proche en proche, jusqu'au calcul de réseaux tout à fait simples.

La résistance du réseau complet entre les extrémités A et B du fil a est donnée par :

$$R_a = \frac{N_{a'}}{N_a}.$$

Si le réseau est incomplet, la résistance entre deux points A et B est égale à la somme des résistances des réseaux partiels touchés par le chemin de A en B, prise chaque fois entre les points de jonction (ou entre un des points donnés et le point de jonction immédiatement voisin sur le chemin AB), et des résistances des fils de jonction.

Le dénominateur N d'un réseau complet, qui peut être décomposé en réseaux partiels avec ou sans fils de jonction, est susceptible de s'exprimer par une somme. Le premier terme de cette somme est le produit de la somme des résistances des fils de jonction conjugués par les dénominateurs N de tous les réseaux partiels ; les autres s'obtiennent en remplaçant dans le produit de ces dénominateurs successivement le dénominateur de chacun de ces réseaux par celui du même réseau dans lequel les points de contact sont confondus.

Calcul des numérateurs. — Pour calculer le numérateur de i_k par exemple, il faut, en supposant que la force électromotrice E se trouve sur le fil a, considérer tous les circuits fermés $K_1, K_2, \ldots, K_g$ dans lesquels entrent en même temps les fils k et a. On prend dans N_a les termes qui ne contiennent aucune des résistances r des fils appartenant à K_1, on leur ajoute les termes qui ne contiennent aucune des résistances appartenant à K_1, et ainsi de suite, jusqu'à ce qu'on ait considéré tous les circuits K.

La somme algébrique de ces termes forme le numérateur de i_k. Pour fixer le signe de ces termes, on se donne arbitrairement comme positif un sens sur le fil k : si le courant dans un circuit K a ce même sens, le terme correspondant est positif ; si le courant est en sens contraire, le terme est négatif.

Fleming a publié une méthode indiquée par Maxwell ; mais, sous la forme qu'il lui a donnée, cette méthode n'est pas d'une application générale. Il suppose, en effet, qu'on peut ramener tous les fils du réseau dans un plan, sans qu'ils se recouvrent : ce qui est impossible, entre autres cas, dans le réseau de Wheatstone. On peut aisément faire disparaître cette difficulté ; mais le calcul n'en reste pas moins plus compliqué que dans la méthode qui vient d'être développée.

En appliquant cette dernière à des cas particuliers, on trouve encore un certain nombre de théorèmes. D'abord la proposition bien connue déjà :

Le déterminant d'un réseau à p fils avec deux points de bifurcation est la somme de toutes les combinaisons $p - 1$ à $p - 1$ des résistances des p fils.

Ensuite :

Si, dans un réseau, les segments a, b, c... sont formés par α, β, γ... fils, le dénominateur de ce réseau se déduit du dénominateur relatif au réseau à segments simples en remplaçant a, b, c... par les produits $a_1 \ldots a_\alpha$, $b_1 \ldots b_\beta$, $c_1 \ldots c_\gamma$, ..., et en multipliant les termes indépendants de a par la somme des combinaisons $\alpha - 1$ à $\alpha - 1$ des a, les termes indépendants de b par les combinaisons $\beta - 1$ à $\beta - 1$ des b, etc.

Si on ajoute à un réseau connu un point de bifurcation d'ordre p, dont les fils vont s'attacher à des points quelconques du réseau, le dénominateur du nouveau réseau est une somme dont les termes sont formés par l'ensemble des combinaisons $p - 1$ à $p - 1$, $p - 2$ à $p - 2$, ... des résistances des nouveaux fils; les combinaisons $p - 1$ à $p - 1$ sont multipliées par le dénominateur du réseau primitif; les combinaisons suivantes, par le dénominateur du réseau obtenu en réunissant dans le réseau primitif les points d'attache de tous les fils qui ne figurent pas dans la combinaison.

M. LAMOTTE.

F. BRAUN. — Entgegnung auf die Bemerkung des Hrn Slaby (Réponse à une remarque de M. Slaby). — P. 1334-1338.

Discussion de priorité relative à l'emploi dans le transmetteur de la télégraphie hertzienne d'un circuit fermé sur un condensateur et relié à l'antenne.

M. LAMOTTE.

HANS LEHMANN. — Photographie des ultraroten Eisenspectrums (Photographie du spectre infra-rouge). — P. 1330-1333.

L'auteur a été conduit par ses recherches antérieures sur les spectres infra-rouges des métaux alcalins et alcalino-terreux [1] à

[1] *Ann. de Phys.*, t. V, p. 663 ; 1901 ; — t. VIII, p. 643 ; 1902 ; — t. IX, p. 246 ; 1902.

mesurer les raies du fer comprises entre 6000 et 10000 unités d'Ångström, dans le double but d'éviter des confusions et d'avoir des points de repère certains, car des raies du fer apparaissent constamment dans le spectre visible de l'arc, à cause de l'impureté des charbons. La méthode est celle des coïncidences des spectres de diffraction ; 62 raies ont été mesurées en utilisant les spectres de second et de troisième ordre entre 6811,34 et 7621,94, et ceux de premier et de second ordre entre 7711,76 et 8690,97. La photographie du spectre du fer exige environ une heure de pose, tandis qu'avec les métaux précédemment étudiés par l'auteur quelques minutes suffisaient. Mais il se peut que quelques-unes des raies indiquées pour le fer appartiennent au carbone, le fer de forge le plus pur n'en étant jamais complètement exempt ; c'est ce que l'auteur se propose de rechercher plus tard.

Voici les plus intenses des raies mesurées :

λ = 822,116μμ	720,854
794,618	718,862
793,730	716,582
783,256	713,240
778,372	702,564
775,022	701,814
751,290	698,076
749,745	694,787
744,891	685,781

P. Lugol.

L. GRAETZ. — Ueber eigenthümliche Strahlungserscheinungen, I (Sur des phénomènes particuliers de radiation, I). — P. 1100-1110.

L'auteur a répété les expériences de Russel [1] sur l'action photographique de certains corps dans l'obscurité et en a retrouvé les résultats ; mais, d'après lui, les phénomènes ne seraient pas dus à l'action de l'eau oxygénée, car on peut les obtenir même en balayant les vapeurs par un violent courant d'air qui les empêche d'atteindre la plaque. Il y voit les effets d'une nouvelle substance radioactive (eau oxygénée ou impureté du produit), différant de toutes celles que l'on connaît par une extraordinaire sensibilité vis-à-vis de la température. Voici les faits :

[1] W.-J. Russel, *Proc. Roy. Soc.*, LXIV, p. 409 ; 1899 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 60, 1899 ; t. IX, p. 282 et p. 297 ; 1900.

Une plaque exposée de 4 à 10 minutes à l'action des vapeurs d'eau oxygénée, par la face gélatine, donne une silhouette *claire sur fond sombre* d'un objet métallique placé *sur la face verre;* le papier, le bois, l'ébonite, affaiblissent l'action; des liquides imprégnant une feuille de papier à filtrer interposée entre la plaque et l'objet augmentent le contraste entre l'objet et le fond; si l'objet n'est pas métallique, l'interposition du papier imprégné est nécessaire pour faire apparaître faiblement la silhouette; pour les métaux, leur nature ne paraît intervenir que s'il y a action chimique entre eux et le liquide, et le contraste augmente alors davantage (comme avec le zinc et l'azotate d'argent, par exemple); les images sont légèrement débordantes, plus sombres au centre qu'aux bords. L'action peut se produire sur une première plaque à travers une seconde, qui n'est pas impressionnée par cette espèce de radiation rétrograde (*Rückstrahlung*). Des expériences directes ont écarté toute possibilité d'explication par des phénomènes d'oxydation ou de réduction, ou par des phénomènes électriques. Par contre, un vase contenant de l'eau à une température supérieure de 10° à celle de la salle donne une silhouette largement débordante, sombre et lisérée de blanc; la substitution de la glace à l'eau fait disparaître le liséré et apparaître une tache blanche au centre. Il semble donc que l'on ait affaire à une action *thermophotographique* présentant cette particularité d'être d'autant plus forte que la température est plus basse; cependant, un essai de mesure thermoélectrique n'a pas permis de constater une différence de température atteignant $\frac{1}{80}$ de degré entre les parties inégalement impressionnées.

L'eau oxygénée médicinale et l'eau commerciale ordinaire donnent sensiblement les mêmes effets, mais ceux-ci sont très variables avec l'origine des échantillons. Enfin, avec les plaques Lumière, on n'a guère que des insuccès, tandis que les plaques de l'« Aktien Gesellschaft für Anilinfabrikation » sont très propres à ce genre d'expériences.

P. Lugol.

Rudolf SCHENCK. — Ueber die Natur der flüssigen Kristalle (Sur la nature des cristaux liquides). — P. 1053-1060.

On sait que l'on a découvert, il y a quelques années, des liquides dont la mobilité est comparable à celle de l'eau et qui cependant

sont biréfringents, leurs molécules s'orientant de telle façon que, par exemple, on peut obtenir le phénomène de la croix noire avec une goutte de liquide placée entre deux nicols à l'extinction. Ce sont les *liquides cristallisés* ou *cristaux liquides* de Reinitzer et Lehmann. Tel est le paraazoxyanisol, $Az^2O(C^6H^4OCH^3)^2$, solide à la température ordinaire, mais qui, à 118°, fond en donnant un liquide cristallisé et biréfringent. Tammann et Quincke, qui ont étudié ces liquides, sont arrivés à cette conclusion qu'il ne s'agissait pas de substances homogènes, mais d'un mélange de plusieurs substances chimiques, d'une émulsion.

Rudolf Schenck s'efforce, dans ce mémoire, de réfuter les objections de Tammann et de Quincke et de prouver que les cristaux liquides existent bien, en tant qu'individualités chimiques.

L. MARCHIS.

CLEMENS SCHÆFER. — Ueber die Elasticitätszahlen einiger Stoffe mit niedrigen Schmelzpunkt (Sur les modules d'élasticité de quelques substances à point de fusion peu élevé). — P. 1124-1127.

On connaît l'importance que joue dans la théorie de l'élasticité le coefficient de contraction transversale ou module d'élasticité μ. Les théories de Navier, Poisson, Lamé et Clapeyron conduisent à donner à μ la valeur 1/4. L'expérience a prouvé que cette valeur ne peut être admise, que le coefficient croît avec la température et tend vers la valeur limite 1/2. A quelle température cette valeur limite est-elle atteinte ? C'est sur cette question que les avis sont partagés. L'auteur emploie une méthode interférentielle analogue à la méthode de Cornu. Il prend une lame de largeur très grande par rapport à son diamètre, la fait reposer sur deux supports également éloignés de son milieu, et produit sa courbure au moyen de deux poids placés à ses extrémités restées libres. La surface se courbe alors en prenant la forme générale d'une selle ; une section faite parallèlement à la longueur est convexe ; une section transversale est concave ; le coefficient μ est égal au rapport entre les rayons de courbure de ces deux sections. Si l'on dispose une lame de verre plane tangente au centre de la surface que présente la barre courbée et si l'on éclaire le système avec de la lumière parallèle tombant normalement à la lame, on obtient des franges d'interférence parallèles et perpendiculaires au plan dans lequel on a courbé la lame ; ces franges sont des

hyperboles ayant les mêmes directions d'asymptotes. Si l'on désigne par φ celui des deux angles qui contient la normale au plan dans lequel la lame a été courbée, on a $\mu = tg^2 \varphi$. L'auteur a étudié par cette méthode le sélénium, l'alliage de Wood et l'alliage de Lipowitz.

Il a trouvé à la température ordinaire les nombres suivants :

Sélénium	$\mu = 0,447$	(Point de fusion = 125°)
Alliage de Wood..........	$\mu = 0,489$	(— 65°)
Alliage de Lipowitz........	$\mu = 0,452$	(— 75°)

Il a, d'autre part, constaté que ces nombres vont en croissant avec la température, de manière à atteindre la valeur 1/2 pour le point de fusion.

L. MARCHIS.

G. BAKKER. — Die innere Verdampfungswärme einer Flussigkeit (La chaleur interne de vaporisation d'un liquide). — P. 1128-1132.

Note sur quelques réclamations de priorité.

L. MARCHIS.

ALF SINDING-LARSEN. — Schichtbildung in Lösungen. Pseudomoleculverbindungen (Formation de couches dans les dissolutions. Combinaisons de pseudomolécules). — P. 1186-1198.

En 1895, l'auteur remarqua qu'en produisant le refroidissement très lent d'une dissolution de chlorure de sodium dont la concentration allait en décroissant du fond du vase à la surface du liquide, on observait une série de couches très nettes paraissant horizontales qui disparaissaient peu à peu à mesure que le refroidissement devenait de plus en plus complet. Cette expérience a incité l'auteur à faire une série de recherches dont il donne aujourd'hui les résultats :

1° Une dissolution de concentration non uniforme paraît se composer de couches horizontales présentant une structure moléculaire variable ;

2° Les couches deviennent visibles si, dans une telle dissolution, on produit dans une direction verticale une température très différente des autres températures de la dissolution ;

3° Les couches apparaissent d'autant plus nettement et d'autant plus facilement qu'il existe une plus grande différence entre le

poids spécifique du dissolvant et celui de la dissolution concentrée ;

4° Le nombre des couches paraît indépendant des différences de concentration de la dissolution ;

5° L'épaisseur des couches augmente en général quand la concentration diminue ;

6° Quand les couches augmentent toujours en épaisseur et, par suite, diminuent en nombre, leurs surfaces limites se meuvent habituellement de bas en haut;

7° Les surfaces limites des couches forment, en général, des angles avec un plan horizontal ; ces angles augmentent avec la différence entre les poids spécifiques des couches en contact et avec la différence de température qui donne naissance aux couches ;

8° La circulation produite dans la dissolution par la différence de température est une circulation indépendante à l'intérieur de chaque couche, de telle sorte que les mouvements qui se produisent des deux côtés de la surface limite entre deux couches voisines se font toujours dans des directions opposées ;

9° A l'intérieur de chaque couche, la température est plus élevée à la partie supérieure qu'à la partie inférieure; on trouve donc une différence de température souvent notable entre les deux faces de la surface limite qui sépare deux couches. Les couches deviennent visibles quand la différence de température est suffisamment grande et notamment quand elle produit, de part et d'autre d'une surface limite, des différences de réfringence qui provoquent une réflexion totale de la lumière sur cette surface limite ;

10° La conductibilité calorifique varie moins au passage d'une couche à une autre qu'à l'intérieur d'une même couche ;

11° La résistance due au frottement est très petite sur la surface limite entre deux couches ; elle est plus petite qu'à l'intérieur même de chaque couche ;

12° La surface limite entre deux couches possède une tension superficielle.

L. Marchis.

K. v. WESENDONCK. — Ueber die Ungleichung von Clausius und die sogenannten dauernden Aenderungen (Sur l'inégalité de Clausius et les déformations permanentes). — P. 1133-1137.

Dans le tome LXII des mémoires publiés par l'Académie Royale de Belgique, M. Duhem développe la question de savoir s'il est légi-

time d'étendre l'inégalité de Clausius à un système affecté d'hystérésis.

Considérons un système défini par la température T et par une variable normale x; dans la thermodynamique classique, on dit que ce système parcourt un cycle fermé lorsque les variables T et x reprennent leurs valeurs primitives après une série de modifications. Si l'on désigne par X l'action correspondant à la variable x et si, à température constante T, on étudie les variations de x en fonction de X (*fig.* 1), on peut avoir, dans certains cas de déformations permanentes (allongement d'un fil tiré par un poids), une courbe telle

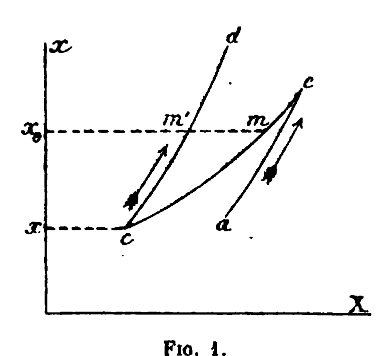


Fig. 1.

que mcm' (*fig.* 1 empruntée au mémoire de M. Wesendonck). Cette courbe mcm' représente un cycle fermé au sens que nous lui avons donné plus haut. Or M. Duhem démontre que, si l'on évalue le travail $\int X dx$ produit dans le parcours de ce cycle, on obtient par le théorème de Clausius un résultat positif, tandis que la considération du cycle réel résultant de l'expérience fournit un résultat négatif. Ainsi l'expérience prouve que le principe de Carnot-Clausius ne peut être étendu à un système qui est susceptible de modifications permanentes.

Les physiciens ont cherché à tourner cette difficulté en définissant, pour un système affecté d'hystérésis, un cycle fermé de la manière suivante. Un tel système est dit parcourir un cycle fermé non seulement quand les variables T et x reviennent à leur même valeur, mais quand il en est de même de l'action extérieure X.

Dans ce cas, M. Duhem démontre encore que le principe de

Carnot-Clausius ne peut, sans modification, être étendu aux systèmes qui présentent des déformations permanentes.

M. Wesendonck a donc tort d'écrire que, pour un cycle réel quelconque, l'inégalité de Clausius est vérifiée. La démonstration de Clausius suppose essentiellement que le système considéré ne présente pas de modifications permanentes ; si l'on conserve toutes les hypothèses sur lesquelles repose l'inégalité de Clausius, il est impossible de l'appliquer aux systèmes à hystérésis. Si, au contraire, on admet pour ces systèmes la théorie de M. Duhem, on est conduit à modifier l'inégalité de Clausius.

L. Marchis.

K.-T. FISCHER et H. ALT. — Siedepunkt, Gefrierpunkt und Dampfspannung des reinen Stickstoffs bei niedrigen Drucken (Point d'ébullition, point de congélation et tension de vapeur de l'azote pur aux basses pressions). — P. 1149-1185.

Les auteurs décrivent avec le plus grand soin :

1° La préparation de l'azote chimique pur, c'est-à-dire exempt d'argon, en utilisant l'action à l'ébullition d'une dissolution d'un mélange de AzH^4Cl pur et CrO^4K^2 sur AzO^2Na ;

2° La méthode de liquéfaction de l'azote qui permet d'obtenir en un quart d'heure environ 100 centimètres cubes de liquide ;

3° Les appareils pour la mesure des températures, c'est-à-dire, d'un côté, un élément thermoélectrique formé d'un fil de cuivre et d'un fil de constantan, et, de l'autre côté, un thermomètre à hydrogène à volume constant ;

4° Les appareils permettant d'étudier sous diverses pressions le point d'ébullition et le point de congélation de l'azote.

Les auteurs ont obtenu un certain nombre de résultats très importants.

Tension de vapeur de l'azote chimiquement pur :

Pression en millimètres de mercure	Températures exprimées au moyen du thermomètre normal à hydrogène ($\alpha = 0.0036625$)	Pression en millimètres de mercure	Températures exprimées au moyen du thermomètre normal à hydrogène ($\alpha = 0,0036625$)
760	— 195,67	275	— 203,15
750	— 195,77	250	— 203,79
730	— 195,99	225	— 204,47
715	— 196,17	200	— 205,20
700	— 196,34	180	— 205,86
650	— 196,93	160	— 206,57
600	— 197,56	150	— 206,94
550	— 198,24	140	— 207,36
500	— 198,97	130	— 207,79
450	— 199,75	120	— 208,24
400	— 200,60	110	— 208,77
375	— 201,06	100	— 209,35
350	— 201,54	95	— 209,68
325	— 202,05	90	— 210,06
300	— 202,58	86 ± 4	— 210,52 Point de solidification de l'azote chimique.

De l'équation générale de la compressibilité des fluides donnée par Van der Waals résulte immédiatement la loi suivante :

Pour toutes les substances, il y a égalité *entre les deux nombres suivants : d'une part, le quotient de la température absolue d'ébullition par la température critique, et, d'autre part, le quotient de la tension de vapeur par la pression critique.* Le premier nombre est appelé la *température d'ébullition réduite* et le second la *tension de vapeur réduite.*

Toutefois, ce théorème de Van der Waals suppose que le liquide et sa vapeur ont la même constitution moléculaire ; en d'autres termes, que, pendant la vaporisation d'un liquide, il ne se produit ni associations de molécules ni dissociations.

Il résulte immédiatement de là que si, pour deux substances, on considère la même température d'ébullition réduite, ces deux substances auront la même tension de vapeur réduite et, par suite, le rapport de leurs tensions de vapeur sera constant et égal au rapport des pressions critiques.

L'auteur a vérifié le théorème de Van der Waals pour l'azote, l'oxygène et l'eau, en prenant comme données critiques :

				Millimetres de mercure
Azote.....	Temp. critique =	127° abs.	Pression critique =	26600
Oxygène..	—	154°	—	44080
Eau......	—	637°	—	200 atm.

Il a trouvé que le rapport entre les tensions de vapeur de l'oxygène et de l'azote correspondant à une même température d'ébullition réduite est compris entre 1,33 et 1,40, tandis que, pour l'azote et l'eau, ce rapport est compris entre 0,7 et 1,37. La loi de Van der Waals s'applique donc à l'oxygène et à l'azote, mais ne s'applique pas à l'azote ni à l'eau.

La formule de Clapeyron-Clausius permet de déterminer la chaleur de vaporisation de l'azote chimiquement pur. Travers a trouvé que le volume spécifique v_2 de l'azote liquide est, à 77°,33Abs. et sous la pression de 760 millimètres de mercure, égal à :

$$v_2 = \frac{1}{0,791} = 1,265 \frac{\text{cm}^3}{\text{gr.}}.$$

Admettons qu'entre les limites 62°Abs. et 77°Abs. (limites des expériences précédentes) le volume spécifique de l'azote liquide garde cette valeur. Supposons de plus que la vapeur d'azote suive les lois de Mariotte et de Gay-Lussac entre 62°Abs. et 90°,5Abs ; il nous est facile d'obtenir, dans cet intervalle, le volume spécifique v_1 de la vapeur d'azote à une température déterminée et sous la tension de vapeur à cette température. En effet, Dewar a trouvé directement que la vapeur d'azote, à 90°,5Abs. et sous la pression de 760 millimètres, avait pour volume spécifique 256,83. On a donc, d'après la loi de Mariotte :

$$v_1 = \frac{256,83 \times 760}{90,5} \times \frac{T}{p} \frac{\text{cm}^3}{\text{gr.}}.$$

La formule de Clapeyron-Clausius donne dès lors, pour la chaleur de vaporisation de l'azote, les nombres suivants :

Chaleur de vaporisation de l'azote.

Température absolue	Chaleur de vaporisation
77,33	48,9 Calories.
77,00	49,51
75,44	49,70
74,03	49,70
72,40	50,20
70,42	51,50
69,20	50,10

Température absolue	Chaleur de vaporisation
67,80	50,20 Calories
67,13	49,90
66,78	50,50
66,05	50,45
64,75	48,64
63,65	43,10
62,94	35,60

Enfin, si l'on considère l'air liquide comme une dissolution d'oxygène dans l'azote, et si l'on applique la formule générale de Van't Hoff pour l'élévation du point d'ébullition que produit une molécule de substance dissoute (oxygène) pour 100 grammes de dissolvant (azote), on trouve des nombres qui ne diffèrent pas beaucoup des résultats des expériences de Baly sur la variation de la température d'ébullition de l'azote contenant des quantités croissantes d'oxygène.

L. Marchis.

Leo Grunmach. — Neue, nach der Capillarwellenmethode ausgeführte Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten (Nouvelles déterminations de la tension superficielle des liquides par la méthode des ondes capillaires). — P. 1261-1285.

Considérons un liquide pesant placé dans un vase suffisamment large et suffisamment profond, et, au moyen d'un diapason donnant n vibrations par seconde, produisons à la surface de ce liquide des ondes dont la longueur d'onde est λ ; si α désigne la tension superficielle du liquide et σ sa densité, la longueur d'onde λ est liée à la tension superficielle par la relation suivante, due à lord Kelvin :

$$\alpha = \frac{1}{2\pi}\sigma n^2\lambda^3 - \frac{g\lambda^2\sigma}{4\pi^2}.$$

dans laquelle g est l'intensité de la pesanteur.

On voit donc que, si l'on sait mesurer les diverses quantités qui se trouvent au second membre, on peut déduire de cette formule la tension superficielle du liquide.

Après avoir discuté avec grand soin la sensibilité de cette méthode de détermination de α et avoir décrit son appareil, l'auteur donne les résultats suivants de ses expériences.

1° A 18° C., la tension superficielle du mercure pur, immédiatement après qu'il vient d'être introduit dans le vase d'expérience, est égale à $0{,}50 \times g \dfrac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$

Mais, quand la surface du mercure est restée en contact avec l'air, cette tension superficielle décroît de minute en minute pour atteindre, après environ 30 minutes, une valeur sensiblement constante de 0,41 à 0,40 $\times g \frac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$. Si une telle surface de mercure, protégée contre les poussières de l'air et les impuretés qui peuvent tomber à sa surface, reste pendant plusieurs jours en contact avec l'air atmosphérique, la valeur de la tension superficielle décroît jusqu'à la valeur 0,33 $\times g$, c'est-à-dire atteint une valeur qui est environ les 34 0/0 de sa valeur maxima.

2° Pour l'eau distillée pure et aussitôt après avoir introduit ce liquide dans l'appareil (formation d'une surface fraîche), la tension superficielle à la température de 17° a la valeur 0,077 $\times g \frac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$.

3° Si l'on prend de l'alcool absolu pur, à l'abri de l'air atmosphérique, la tension superficielle correspondant à la formation d'une surface fraîche est 0,019 $\times g \frac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$ à 22°,8 C. (densité de l'alcool = 0,7888).

Si la surface de l'alcool absolu est restée environ une demi-heure en contact avec l'air atmosphérique, la tension superficielle est égale à 0,021g à 18°,4.

Si la surface de l'alcool est restée à plusieurs reprises et pendant un temps très long en contact avec l'atmosphère, auquel cas on ne peut plus considérer l'alcool comme exempt d'eau, la tension superficielle est égale à 0,026 $\times g$ à 17°,7. L'accroissement de cette valeur de la tension superficielle tient à l'eau absorbée, dont la proportion est le plus grande à la surface.

4° L'acide sulfurique étendu a donné les résultats suivants :

Proportion 0/0 d'acide	Densité	Tension superficielle en dynes-cm.	Température
10	1,067	0,0771	19,0
20	1,140	0,0783	21,8
30	1,217	0,0791	21,9
40	1,306	0,0803	19,4
50	1,392	0,0832	20,7

5° Le pétrole lampant russe (densité = 0,821) a donné à 15°,3, pour la tension superficielle, la valeur 0,031 $\times g \frac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$.

6° L'huile minérale américaine (densité $= 0,756$) a donné à 15°,4, pour la tension superficielle, la valeur $0,030 \times g \frac{\text{dyne}}{\text{cm.}}$.

L. MARCHIS.

LADISLAUS CORCZYNSKI. — Kritische Bemerkungen zu den Dimensionssystemen der Physik (Remarques critiques sur les équations de dimensions). — *Physik. Zeitschrift*, t. IV, n° 5, p. 153-156 ; 1902.

L'auteur s'élève contre les systèmes de dimensions employés actuellement ; d'après lui, les conventions au moyen desquelles on a relié la mesure des grandeurs calorifiques, électriques ou magnétiques aux mesures mécaniques, ne permettent nullement de former des équations de dimensions de ces grandeurs ; il faudrait conserver dans ces équations certaines quantités actuellement non réductibles aux grandeurs mécaniques, par exemple la température, le pouvoir inducteur spécifique, la perméabilité magnétique. En mettant en évidence l'une de ces dernières quantités, K ou μ, on peut former nn système d'équations de dimensions des quantités électriques et magnétiques, et ces deux systèmes se trouvent reliés par le fait qu'un courant produit un champ magnétique, de sorte qu'ils n'en forment qu'un, chaque grandeur pouvant être représentée par rapport à LMTK ou LMTμ. L'auteur donne les équations de dimensions dans ce système, qu'il appelle magnéto-électrique.

Il fait ensuite l'examen critique des principaux travaux relatifs aux équations de dimensions, et conclut en disant qu'il faudrait soumettre à une revision complète les idées ayant cours actuellement à ce sujet.

CH. MAURAIN.

AVRIL 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

AVRIL 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE

TOME II. — MAI 1903.

(Clos le 22 Avril)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, du Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, Secrétaire du *Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, et ne paient aucuns frais supplémentaires.

Toutes les communications doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

ACTION D'UN FAISCEAU POLARISÉ DE RADIATIONS TRÈS RÉFRANGIBLES SUR DE TRÈS PETITES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES;

Par M. R. BLONDLOT (1).

L'action exercée sur une étincelle électrique par les rayons X issus d'un tube focus m'a permis de constater l'état de polarisation de ces rayons. Il était du plus haut intérêt de rechercher si des radiations spectrales polarisées exerceraient sur une petite étincelle une action présentant le même genre de dissymétrie que celle des rayons X.

Pour étudier cette question, je me suis servi de l'appareil avec lequel j'avais étudié la polarisation des rayons X (2), en substituant au tube focus une source de lumière polarisée. La source de lumière est une étincelle produite par la bobine d'induction, une grosse bouteille de Leyde étant placée en dérivation. L'étincelle éclate horizontalement entre deux pointes d'aluminium. Sa lumière est reçue sur une surface de verre parallèle à l'étincelle, et qui en est distante de 12 millimètres environ; après la réflexion, les rayons du faisceau sont polarisés plus ou moins suivant que leur angle d'incidence est plus ou moins voisin de l'angle de polarisation. En réglant l'angle de la surface réfléchissante avec le plan horizontal, on parvient à polariser ceux des rayons qui sont réfléchis horizontalement ou à peu près.

Le plan de cette polarisation (partielle) est vertical. On fait tomber ces rayons normalement sur la petite étincelle, laquelle est obtenue et disposée comme dans mes expériences sur la polarisation des rayons X. Un écran empêche la lumière de la source d'atteindre directement la petite étincelle, et un disque de zinc de 30 centimètres de diamètre, percé seulement d'un trou de 2 centimètres de diamètre pour laisser passer le faisceau polarisé, la protège contre toute influence électrique directe. Afin de pouvoir l'observer sans être ébloui par le faisceau polarisé, on interpose sur le trajet de ce faisceau une lame de quartz parallèle à l'axe, faiblement argentée, l'axe étant dirigé verticalement, de manière à conserver la polarisation de la lumière transmise. Comme on sait, la couche d'argent laisse passer les radiations très réfrangibles et, du reste, dans mes

(1) Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*.
(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 169.

expériences, l'argenture, loin d'être continue, offrait par transparence l'aspect d'un crible. La petite étincelle étant d'abord disposée horizontalement, on constate qu'elle est notablement plus brillante et plus blanche lorsqu'elle reçoit le faisceau polarisé, car, si l'on intercepte celui-ci par un écran, on la voit instantanément faiblir et devenir rougeâtre ; l'interposition d'une lame de verre épaisse suffit déjà pour produire cet effet, en arrêtant les radiations très réfrangibles. Si maintenant on dispose la petite étincelle verticalement, l'étincelle, devenue aussitôt plus faible et plus rouge, n'est plus modifiée d'une manière appréciable par l'interposition d'un écran ou d'une lame de verre : l'action de la lumière n'existe plus.

Si, tandis que la petite étincelle reçoit le faisceau polarisé, on la fait tourner autour de l'axe de ce faisceau, dans un plan perpendiculaire à cet axe, on la voit passer d'un éclat maximum, quand elle est horizontale, à un éclat minimum, quand elle est verticale. Les apparences sont exactement les mêmes qu'avec les rayons X et les rayons S : ici encore l'étincelle se comporte comme un analyseur. Si l'on place devant la petite étincelle un quartz perpendiculaire à l'axe, de manière à faire tourner le plan de polarisation du faisceau lumineux, les azimuts du maximum et du minimum suivent cette rotation. Si l'on dispose le quartz argenté de façon que son axe fasse un angle de 45° avec le plan horizontal, ce qui détruit la polarisation rectiligne du faisceau, l'éclat de la petite étincelle demeure sensiblement le même dans tous les azimuts.

Toutes ces expériences prouvent surabondamment qu'un faisceau polarisé de radiations émises par l'aluminium produit un renforcement notable de l'étincelle lorsque son plan de polarisation est normal à cette étincelle, et n'agit pas sur elle lorsque son plan de polarisation lui est parallèle.

En d'autres termes, il y a un *plan d'action* de la lumière polarisée sur la petite étincelle, et ce plan est normal au plan de polarisation.

Rappelons que, dans le cas des rayons X, le plan d'action est celui qui passe par le rayon X et le rayon cathodique générateur.

Si l'on rapproche ces deux faits, on peut, à ce qu'il me semble, en tirer une conséquence importante. Adoptons d'abord la théorie électromagnétique, tant pour la lumière que pour les rayons X. Dans les rayons X, la vibration électrique, qui est engendrée par les rayons cathodiques, ne peut être que dans le plan de ceux-ci, autrement dit dans le plan d'action ; l'analogie indique qu'il doit en être de même

dans le cas des radiations lumineuses, et, par conséquent, dans celles-ci, la vibration électrique est normale au plan de polarisation, ce qui concorde avec les vues de M. O. Wiener. Si, au lieu de cela, on adopte la théorie de l'éther élastique, la vibration éthérée, qui est produite par la matière en mouvement dans l'émission cathodique, est encore dans le plan du rayon X et du rayon cathodique générateur, autrement dit dans le plan d'action. On en conclut par analogie que, dans un rayon de lumière polarisée, les vibrations sont normales au plan de polarisation : c'est l'hypothèse de Fresnel.

SUR UNE NOUVELLE ESPÈCE DE LUMIÈRE ;

Par M. R. BLONDLOT [1].

Les radiations émises par un tube focus sont filtrées à travers une feuille d'aluminium ou un écran de papier noir, afin d'éliminer les rayons lumineux qui pourraient les accompagner. En étudiant ces radiations au moyen de leur action sur une petite étincelle, j'ai reconnu qu'elles présentent, dès leur émission, la polarisation rectiligne. J'ai constaté de plus que, lorsque ces radiations traversent une lame de quartz normale à l'axe, ou un morceau de sucre, leur plan d'action subit une rotation, comme le plan de polarisation d'un faisceau de lumière [2].

Je me demandai alors si l'on obtiendrait aussi une rotation en faisant passer les radiations du tube focus à travers une pile de mica de Reusch ; je constatai en effet une rotation de 25 à 30° dans le même sens que celle de la lumière polarisée. Cette action de la pile de micas me fit de suite penser qu'une seule lame de mica devait agir, et que cette action devait être la dépolarisation, ou plutôt la production de la polarisation elliptique ; c'est en effet ce qui a lieu : l'interposition d'une lame de mica, orientée de façon que son axe fasse un angle de 45° avec le plan d'action des radiations émises par le tube, détruit leur polarisation rectiligne, car leur action sur la petite étincelle demeure sensiblement la même, quel que soit l'azimut de celle-ci. Si l'on interpose une seconde lame de mica,

(1) Extrait des *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.*

(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 169.

identique à la première, de façon que les axes des deux lames soient perpendiculaires l'un à l'autre, la polarisation rectiligne est rétablie; on peut également la rétablir en employant un compensateur de Babinet: par conséquent, on a bien affaire à la polarisation elliptique.

Maintenant, si la lame de mica change la polarisation rectiligne en polarisation elliptique, il faut que cette lame soit biréfringente pour les radiations qu'elle transforme ainsi. Mais, si la double réfraction existe, il faut, *a fortiori*, que la réfraction simple existe, et ainsi je fus conduit à examiner si, en dépit de toutes les tentatives infructueuses faites pour rechercher la réfraction des rayons X, je n'obtiendrais pas la déviation par un prisme. J'installai alors l'expérience suivante: un tube focus envoie à travers un écran d'aluminium un faisceau de rayons limité par deux fentes verticales pratiquées dans deux lames de plomb parallèles, épaisses de 3 millimètres. La petite étincelle est disposée à côté du faisceau, à une distance telle qu'elle ne puisse être atteinte, même par la pénombre : on s'en assure en constatant que l'interposition d'une lame de plomb ne la diminue pas. Maintenant, interposons dans le faisceau un prisme équilatéral en quartz, l'arête réfringente du côté opposé à l'étincelle: si le prisme est convenablement orienté, l'étincelle devient beaucoup plus brillante; lorsque l'on enlève le prisme, l'étincelle redevient plus faible. Ce phénomène est bien dû à une réfraction, car, si l'on change l'orientation du prisme, ou si on le remplace par une lame de quartz à faces parallèles, on n'observe plus aucun effet. On peut encore faire l'expérience d'une autre manière : on fait d'abord tomber le faisceau sur l'étincelle, puis on le dévie à l'aide du prisme; on recherche alors le faisceau en déplaçant latéralement l'étincelle, et l'on trouve qu'il est dévié vers la base du prisme, comme dans le cas de la lumière.

La réfraction constatée, j'ai de suite essayé de concentrer les rayons au moyen d'une lentille de quartz. L'expérience réussit aisément; on obtient l'image de l'anticathode, extrêmement bien définie comme grandeur et comme distance par un plus grand éclat de la petite étincelle.

L'existence de la réfraction rendait celle de la réflexion régulière extrêmement probable. Celle-ci existe en effet: à l'aide d'une lentille de quartz, ou bien d'une lentille formée d'une enveloppe de corne très mince remplie d'essence de térébenthine, je produis un foyer

conjugué de l'anticathode, puis j'intercepte le faisceau sortant par une lame de verre poli placée obliquement ; j'obtiens alors un foyer exactement symétrique, par rapport au plan de réflexion, de celui qui existait avant son interposition. Avec une lame de verre dépoli, on n'a plus de réflexion régulière, mais on observe la diffusion.

Si l'on dépolit la moitié d'une lame de mica, la moitié polie laisse passer les radiations, et la moitié dépolie les arrête.

L'emploi d'une lentille permet de répéter les expériences de réfraction par le prisme dans des conditions beaucoup plus précises, en employant le dispositif de Newton pour obtenir un spectre pur.

De tout ce qui précède, il résulte que les rayons que j'ai ainsi étudiés ne sont pas ceux de Röntgen, puisque ceux-ci n'éprouvent ni la réfraction, ni la réflexion. En fait, la petite étincelle révèle une nouvelle espèce de radiations émises par le tube focus ; ces radiations traversent l'aluminium, le papier noir, le bois, etc. ; elles sont polarisées rectilignement dès leur émission, sont susceptibles des polarisations rotatoire et elliptique, se réfractent, se réfléchissent, se diffusent, mais ne produisent ni fluorescence, ni action photographique.

J'ai cru reconnaître que, parmi ces rayons, il y en a dont l'indice dans le quartz est voisin de 2, mais il en existe probablement tout un spectre, car, dans les expériences de réfraction par un prisme, le faisceau dévié semble occuper une grande étendue angulaire. L'étude de cette dispersion reste à faire, ainsi que celle des longueurs d'onde.

En diminuant progressivement l'intensité du courant qui actionne la bobine d'induction, on obtient encore les nouveaux rayons, alors même que le tube ne produit plus aucune fluorescence et est lui-même absolument invisible dans l'obscurité ; ils sont toutefois alors plus faibles. On peut aussi les obtenir d'une manière continue, à l'aide d'une machine électrique donnant quelques millimètres d'étincelle.

J'avais attribué précédemment aux rayons de Röntgen la polarisation, laquelle appartient en réalité aux nouveaux rayons ; il était impossible d'éviter cette confusion avant d'avoir observé la réfraction, et ce n'est qu'après cette observation que j'ai pu reconnaître avec certitude que je n'avais pas affaire aux rayons de Röntgen, mais bien à une nouvelle espèce de lumière.

Il est intéressant de rapprocher ce qui précède de l'opinion émise par M. Henri Becquerel que, dans certaines de ses expériences,

« des apparences identiques à celles qui donnent la réfraction et la réflexion totale de la lumière pourraient avoir été produites par des rayons lumineux ayant traversé l'aluminium [1]. »

SUR LE DÉTECTEUR D'ONDES A EFFET MAGNÉTIQUE ;

Par M. C. TISSOT [2].

Dans de récentes expériences de télégraphie sans fil à grande distance, exécutées sur le cuirassé italien *Carlo Alberto*, M. Marconi s'est servi avec succès d'un nouveau détecteur d'ondes qu'il a imaginé, et qui est basé sur un principe tout différent de celui sur lequel reposent les cohéreurs.

Le phénomène utilisé se rapproche beaucoup de ceux qui ont été signalés autrefois par lord Rayleigh, et étudiés plus récemment par Rutherford et par miss Brooks, et ont trait à la désaimantation qui se produit dans les noyaux d'aciers aimantés à saturation sous l'action de courants de haute fréquence ou d'ondes électriques.

Rutherford avait même imaginé un dispositif capable de servir de détecteur pour déceler les ondes à distance.

L'appareil se composait en principe d'une aiguille d'acier, préalablement aimantée à saturation, et placée dans une bobine soumise à l'action des ondes. Les changements de l'état magnétique du noyau étaient traduits par un magnétomètre.

Sur les conseils de M. Brillouin, nous avions reproduit un dispositif analogue qui permettait de déceler l'effet des ondes électriques à une distance de 4 kilomètres. L'objet de nos recherches n'était pas d'ailleurs de réaliser un appareil détecteur susceptible d'être substitué au cohéreur dans les applications à la télégraphie sans fil. Nous nous proposions de poursuivre l'étude du phénomène qui se passe dans l'antenne réceptrice. A cet effet, nous voulions substituer au cohéreur des détecteurs moins sensibles, mais susceptibles de fournir des indications capables d'être interprétées sans confusion.

En même temps que de l'appareil de Rutherford, nous nous ser-

---

[1] *Comptes Rendus*, t. XXXII, p. 739 ; 25 mars 1901.

[2] Communication faite à la Société française de Physique. Séance du 20 février 1903.

vions, à cette même distance de 4 kilomètres du poste d'émission, d'un détecteur propre à enregistrer l'effet thermique.

Cet appareil était un bolomètre, analogue à l'appareil bien connu de Rubens, constitué par des fils de platine de 20 μ de diamètre intercalés dans les branches d'un pont. La sensibilité de ce bolomètre était suffisante non seulement pour déceler l'effet des ondes à la distance choisie pour l'exécution des expériences, mais même pour pouvoir effectuer la mesure de l'énergie reçue par l'antenne.

La comparaison des observations fournies par les deux appareils — magnétique et thermique — pouvait nous permettre d'étudier la marche du phénomène dans différentes conditions de transmission.

Nous reviendrons ultérieurement sur la description et l'interprétation de ces expériences (1).

Ce qui nous conduit à en parler, c'est que le nouveau détecteur de M. Marconi présente une certaine analogie avec le dispositif de Rutherford que nous avons utilisé.

Ce dispositif de Rutherford ne saurait se prêter à aucune application pratique, tant à cause de la délicatesse du magnétomètre qu'il exige (nous nous servions d'un équipage de galvanomètre Thomson à long fil) qu'en raison de la nécessité où l'on se trouve de ramener l'aimantation à saturation à chaque expérience. D'ailleurs sa sensibilité paraît médiocre.

M. Marconi a imaginé d'abord de substituer au magnétomètre un téléphone pour déceler les variations de l'état magnétique du noyau.

Le noyau porte alors deux enroulements : un enroulement primaire intercalé sur le trajet de l'onde, et un enroulement secondaire relié au téléphone. Mais M. Marconi a reconnu que, si le noyau se trouve placé dans un champ magnétique *variable*, il se produit un changement brusque dans la valeur de l'induction au moment où le primaire reçoit une onde électrique. Le phénomène est donc notablement différent de l'effet étudié par Rutherford : il paraît surtout beaucoup plus sensible.

Selon M. Marconi, il serait dû à une diminution brusque de *retard dans le temps*, au moment où se produit l'action de l'onde.

L'induction du noyau suit les variations du champ avec un certain retard ; ce retard se trouvant instantanément réduit ou annulé, l'induction subit au moment du passage de l'onde une variation brusque

(1) Expériences effectuées en septembre-octobre 1902.

qui donne naissance à un courant induit dans la bobine reliée au téléphone.

Les expériences que nous avons entreprises en essayant de réaliser de différentes manières un dispositif analogue nous portent à croire que ce n'est pas le « traînage magnétique » ou « retard dans le temps » qui intervient dans le phénomène, mais bien l'hystérésis proprement dite, c'est-à-dire le retard sur la courbe d'aimantation.

Le phénomène paraît en effet sensiblement indépendant de la vitesse de variation du champ (¹) et se produit incomparablement mieux sur l'acier qu'avec le fer doux.

Les divers échantillons d'acier présentent à cet égard de notables différences et le degré de trempe a une influence marquée sur la marche du phénomène. En principe, les noyaux qui paraissent donner les meilleurs résultats sont ceux dont le cycle d'aimantation embrasse une grande surface.

Le fer doux, qui se montre très mauvais lorsqu'il est employé sous forme de tige, de fils ou de lames, donne au contraire d'excellents résultats lorsqu'il est employé sous forme de *limaille fine et propre, tassée dans un tube :* on peut remarquer que cette observation vient à l'appui de l'interprétation que nous avons donnée.

En général, lorsque l'on donne naissance au champ variable par la rotation d'un aimant (ou d'un électro), on observe que le phénomène est notablement plus intense lorsque les pôles de l'aimant *s'approchent* des extrémités du noyau que lorsqu'ils s'en éloignent.

Il semble donc que le phénomène se produise mieux quand le champ va en croissant que lorsqu'il va en décroissant. Sous cette forme, l'observation est incomplète.

Si le noyau fixe est en mn et que l'on fasse tourner l'aimant dans le sens de la flèche, l'expérience montre en réalité que l'effet est plus intense dans les deux secteurs bod', $b'od$, selon le sens de la rotation.

Ces secteurs, qui sont disposés comme l'indique le schéma (*fig.* 1), sont *en général* dissymétriques par rapport à l'axe de champ nul cc', et les extrémités b, b' sont plus voisines de a et a' que les extrémités d, d'.

Or, si l'on se reporte à la courbe d'aimantation, on voit que ces secteurs correspondent respectivement aux branches dcB', $d'c'B$ de la courbe.

(¹) Pourvu toutefois qu'elle ne soit pas trop grande.

C'est ce que nous avons vérifié en faisant le tracé de la courbe d'aimantation par la méthode balistique.

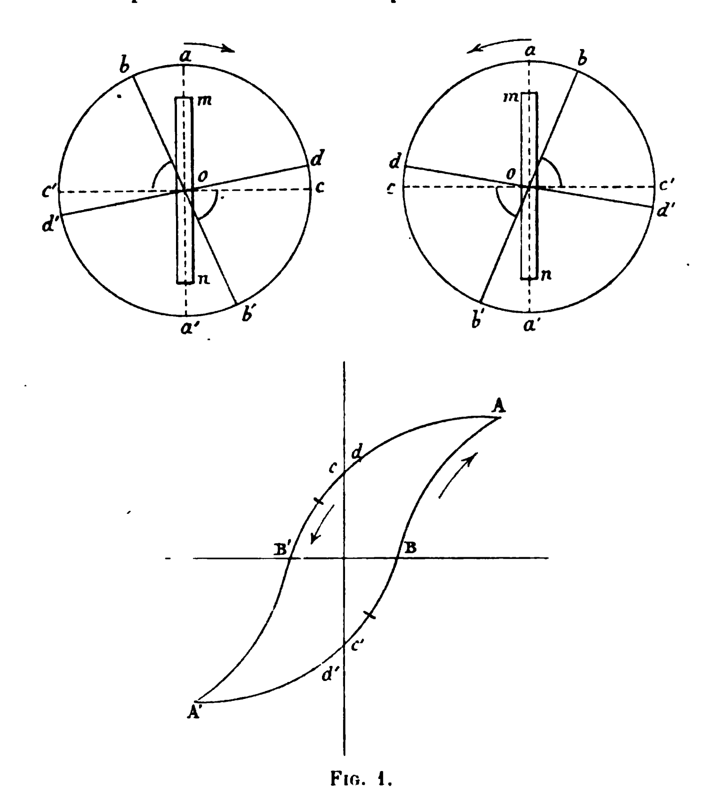


Fig. 1.

Ainsi, bien que le champ aille en croissant *en valeur absolue* de c en b' et de c' en b, ces portions de branches appartiennent en réalité à la phase décroissante de l'aimantation.

La disposition des secteurs affecte la même forme générale avec les différents échantillons de métaux magnétiques. Mais la dissymétrie est plus ou moins accentuée et, pour certains noyaux, l'axe cc' devient sensiblement bissecteur de l'angle des secteurs.

En tous cas, il est certain qu'une seule partie de la phase est utile, et qu'il y a intérêt, en pratique, à réduire la valeur de celle qui est inutilisée.

Nous avons réalisé le dispositif sous les formes suivantes :

Dans l'appareil (*fig.* 2), le noyau est fixe et se trouve placé dans

une bobine longue et étroite constituée par un enroulement d'une seule couche de fil de 10 millimètres environ soigneusement isolée et revêtue d'une couche épaisse de gomme laque.

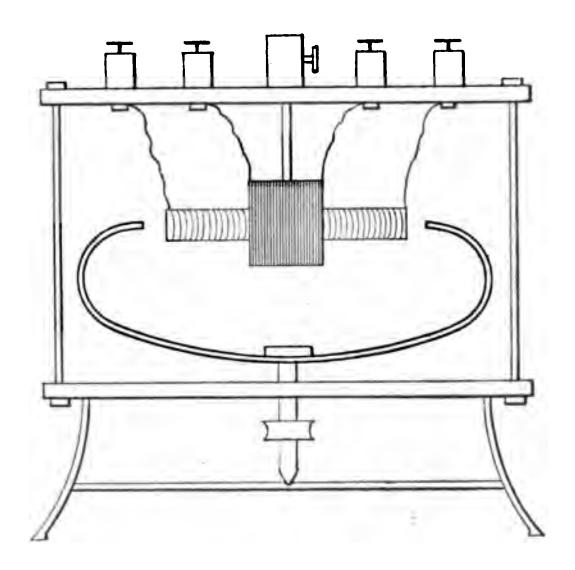


Fig. 2.

Les extrémités de cet enroulement sont reliées à l'antenne et à la terre. Une bobine centrale plate comprenant 4 à 500 tours du même fil est reliée au téléphone.

Le noyau est constitué par un faisceau de fils d'acier ou par une série de lames minces.

L'aimant mobile a la forme d'un C et embrasse le noyau. Il est porté par un axe vertical que l'on peut entraîner à l'aide d'une poulie de renvoi.

L'aimant peut être avantageusement remplacé par un électro qui permet d'obtenir une induction plus forte, ce qui rend l'effet plus intense.

L'axe de rotation porte alors deux bagues isolées sur lesquelles viennent frotter deux lames-ressorts, qui amènent le courant d'excitation.

On voit que ce dispositif utilise le phénomène en *hystérésis alternative*.

Dans l'appareil de la *fig.* 2, c'est l'*hystérésis tournante* qui se trouve mise en jeu ([1]).

L'aspect du dispositif rappelle celui d'un anneau Gramme. Une bague d'acier ou un anneau de fils d'acier est mobile entre les pôles d'un électro fixe et porte les deux enroulements superposés. Le primaire, formé d'une seule couche de fil fin, est relié par deux bagues isolées portées par l'axe, et deux balais à l'antenne et à la terre; le secondaire est une petite bobine qui est reliée de la même façon au téléphone.

Les bagues portées par l'axe sont disposées de part et d'autre de l'anneau ([2]).

Avec l'un ou l'autre de ces appareils, des vitesses de variations de 1 à 5 tours par seconde conviennent très bien; mais on peut passer de la vitesse de 1 tour en 10 secondes à 10 tours par seconde sans modifier le phénomène.

La sensibilité de ces appareils, employés comme détecteurs d'ondes électriques, paraît comparable à celle des cohéreurs (*fig.* 3).

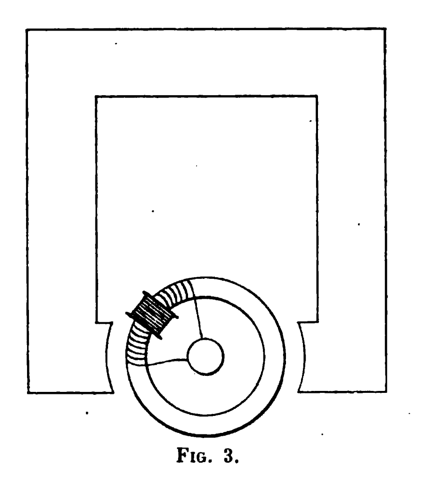


Fig. 3.

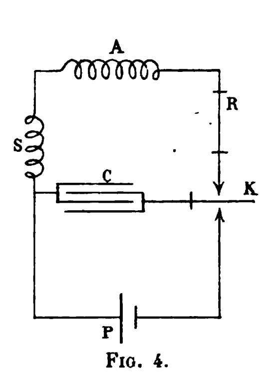


Fig. 4.

Nous nous sommes proposé de rechercher quel est l'effet qui intervient dans le phénomène.

([1]) Ce dispositif permet de la manière la plus simple, par l'emploi de deux ou plusieurs bobines, d'utiliser constamment la phase utile.

([2]) Nous ne les avons encore essayés qu'à des distances modérées (25 à 30 milles). Ils ont permis de recevoir très nettement les signaux, en ne faisant usage que d'une énergie réduite à la transmission.

L'appareil a été disposé de manière à recevoir des décharges de différentes formes, bien déterminées.

Un commutateur tournant K (*fig.* 4) produit successivement la charge d'un condensateur C par la pile (ou le compensateur P) et la décharge de ce condensateur dans l'appareil A.

Le circuit de décharge comprend, outre le condensateur C, de capacité variable, une self S et une résistance non inductive R.

On peut ainsi, en agissant sur les éléments : C, capacité du condensateur ; L, self de la bobine S ; R, résistance non inductive, réaliser à volonté la forme de décharge que l'on désire, et disposer de ces éléments de manière à ce que l'appareil reçoive toujours la même énergie.

On peut aussi opérer avec des périodes différentes.

Le cadre de cette note ne nous permet pas de nous étendre sur le détail de ces expériences sur lesquelles nous reviendrons.

D'une manière générale, il semble que la valeur de la période n'intervienne pas directement dans le phénomène. A égalité d'énergie reçue, les ondes très amorties sont celles qui paraissent donner le maximum d'effet.

Cet effet serait donc comparable à un choc, et dépendrait seulement de l'amplitude de la première oscillation.

A ce point de vue, l'appareil paraît se comporter comme le dispositif de Rutherford.

TENSION SUPERFICIELLE DES MÉLANGES D'ALCOOL ÉTHYLIQUE ET D'EAU;

Par M. M. DESCUDÉ.

Mes expériences ont porté sur des mélanges marquant 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 90°, 100°, aux alcoomètres légaux, et la méthode que j'ai employée est celle des tubes capillaires ; de sorte que la tension superficielle se déduit de la relation :

$$\frac{2F}{d} = rh + \frac{1}{3}r^2,$$

dans laquelle F représente la tension superficielle ; h, la hauteur

d'ascension ; d, la densité du liquide; r, le rayon du tube au point d'affleurement du liquide.

Préparation des mélanges. — J'ai pris successivement 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 180 centimètres cubes d'alcool absolu, et j'ai complété, chaque fois, à 200 centimètres cubes, après refroidissement, avec de l'eau distillée. Ayant opéré dans une salle à température très voisine de 15°, ces mélanges marquaient sensiblement 10°, 20°, 30°, 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 90° centésimaux; néanmoins, lorsqu'il y a lieu, l'écart a été corrigé par addition, goutte à goutte, soit d'eau, soit d'alcool.

L'alcool absolu dont j'ai déterminé la tension superficielle a été obtenu en déshydratant par la baryte, à la façon habituelle, un alcool absolu commercial marquant 99°,7.

Appareil. — Je ne décrirai pas ici en détail le dispositif expérimental, d'ailleurs très simple, que j'ai employé et qui avait pour but :

1° D'amener commodément le tube à être vertical ;

2° De déterminer avec précision la position de la lunette qui correspondait à l'extrémité inférieure du tube capillaire, et d'amener cette dernière, *très lentement et sans secousse*, en contact avec le liquide expérimenté. Dans ce but, le tube a été étiré et biseauté, puis l'extrémité de la pointe a été usée jusqu'à ce que, *le tube étant vertical*, elle se trouvât placée dans le même plan de visée que le ménisque dans ses différentes positions.

Le liquide est placé dans un petit vase de verre porté par la tête d'une vis mobile dans un écrou fixe. Les déplacements se font au moyen d'un système de poulies que l'on peut faire mouvoir tout en regardant dans la lunette du cathétomètre.

Enfin, pour éviter l'évaporation, on recouvre le vase d'un disque de verre percé en son centre d'un trou livrant passage au tube capillaire.

Le tube étant vertical, on commence par viser la pointe. On amène ensuite le contact, ce qui se fait avec une grande précision; on aspire pour mouiller les parois, et on vise le ménisque lorsqu'il s'est fixé. La différence des deux lectures donne h.

Densité. — Les densités à 15° par rapport à l'eau à 4° (densités vraies) ont été obtenues en multipliant par 0,99916 (densité vraie de l'eau à 15°) les densités $\left(\frac{15°}{15°}\right)$ inscrites dans la table dressée par le

Bureau des Poids et Mesures et déclarée légale en France, par décret du 27 décembre 1884. Je me suis assuré, par des déterminations directes, que les densités des mélanges sur lesquels j'ai opéré étaient suffisamment d'accord avec les nombres de la table précédente; une erreur commise sur la 4e décimale est d'ailleurs sans importance dans le calcul de la tension superficielle.

Rayon du tube. — Le tube dont j'ai fait usage était à très peu près cylindrique sur une grande longueur, comme le montrent les nombres suivants obtenus en opérant avec l'eau pure dont la tension superficielle, aux diverses températures, est parfaitement connue :

à 10 millimètres de la pointe	....	$r = 0^{mm},2772$
à 30 —	....	$r = 0\ ,2773$
à 40 —	....	$r = 0\ ,2776$
à 50 —	....	$r = 0\ ,2781$

Résultats. — J'ai toujours opéré au voisinage de 15° et j'ai fait six séries d'expériences. Les résultats ont tous été concordants; je ne les rapporterai pas tous ici et je ne donnerai que les nombres trouvés à la température de 15°.

L'influence de la température est moins sensible qu'avec l'eau pure, et elle va en diminuant à mesure que la proportion d'alcool augmente.

Dans le tableau I, h représente les hauteurs d'ascension, et F les tensions superficielles en *dynes par centimètre.*

Si l'on traduit ces résultats par une construction graphique, en portant en abscisses les degrés centésimaux et en ordonnées, soit h, soit F, on obtient une courbe qui descend d'abord très rapidement, en tournant sa convexité vers l'axe des abscisses, puis plus lentement. Entre 60° et 90°, la courbe se confond à peu près avec une droite, et de 90° à 100° elle descend de nouveau assez brusquement, en tournant sa convexité du côté opposé; de sorte qu'il y a un point d'inflexion dont la position exacte est assez difficile à déterminer.

Dans le tableau II, j'ai placé les nombres qui expriment la *traction capillaire* exercée par les mélanges d'eau et d'alcool (à 15°) sur une tige d'alcoomètre d'un millimètre de diamètre. Cette traction est exprimée en poids du milligramme. A l'aide des dix résultats expérimentaux, j'ai construit une courbe et, par interpolation, j'en ai déduit les tractions capillaires de degré en degré.

TABLEAU I.

Degrés centésimaux	t	h	F
0° (eau pure)	15°	53,92	73,60
10°	»	38,44	51,70
20°	»	31,80	42,28
30°	»	27,48	36,15
40°	»	24,66	32,00
50°	»	23,32	29,70
60°	»	22,64	28,20
70°	»	22,28	27,05
80°	»	22,00	25,94
90°	»	21,70	24,65
100°		20,88	22,62

TABLEAU II.

Degrés centésimaux	Tractions	Degrés centésimaux	Tractions	Degrés centésimaux	Tractions	Degrés centésimaux	Tractions
0	23,58	26	12,25	51	9,46	76	8,45
1	22,25	27	12,05	52	9,41	77	8,41
2	21,32	28	11,96	53	9,37	78	8,38
3	20,50	29	11,78	54	9,32	79	8,34
4	19,75	30	11,60	55	9,27	80	8,31
5	19,07	31	11,41	56	9,22	81	8,27
6	18,45	32	11,28	57	9,17	82	8,23
7	17,86	33	11,12	58	9,12	83	8,20
8	17,38	34	10,96	59	9,08	84	8,17
9	16,94	35	10,82	60	9,03	85	8,14
10	16,53	36	10,69	61	8,99	86	8,09
11	16,15	37	10,58	62	8,96	87	8,05
12	15,80	38	10,47	63	8,92	88	7,99
13	15,47	39	10,36	64	8,88	89	7,95
14	15,15	40	10,25	65	8,84	90	7,91
15	14,85	41	10,15	66	8,81	91	7,86
16	14,56	42	10,08	67	8,77	92	7,81
17	14,29	43	10,00	68	8,73	93	7,76
18	14,03	44	9,91	69	8,70	94	7,71
19	13,78	45	9,83	70	8,66	95	7,65
20	13,54	46	9,75	71	8,62	96	6,58
21	13,31	47	9,70	72	8,59	97	7,52
22	13,09	48	9,63	73	8,55	98	7,44
23	12,87	49	9,56	74	8,52	99	7,35
24	12,66	50	9,51	75	8,48	100	7,24
25	12,45						

EFFETS DE LA FOUDRE SUR UNE LIGNE TÉLÉPHONIQUE INTÉRIEURE, A L'OBSERVATOIRE DU PUY DE DOME;

Par M. P. DAVID.

La tour de l'Observatoire du Puy de Dôme était, jusqu'à ces derniers mois, reliée au bureau situé dans la maison d'habitation, par un téléphone à fil unique avec retour par la terre. Comme les mises à la terre sont très difficiles au Puy de Dôme (les roches constituant la montagne étant mauvaises conductrices), on avait pris naturellement comme terre, à la tour, un câble relié à ceux qui servent à mettre au sol le mât supportant la girouette et l'anémomètre. A la maison d'habitation, le fil de mise à la terre des différents appareils (piles, sonneries, télégraphe, etc.) est un fil distinct.

Le fil téléphonique reliant la tour au bureau descend d'abord sur une hauteur verticale de 20 mètres dans la cage de l'escalier du souterrain qui relie la tour à la maison et suit ce souterrain dans toute sa longueur, qui est de 40 mètres; mais à la sortie, c'est-à-dire vers l'entrée du bâtiment, il se trouvait passer au voisinage du câble de terre des appareils du bureau. C'est à ce voisinage, qui, au premier abord, semble ne présenter rien d'anormal (puisque les fils n'étaient pas en contact et que, de plus, le fil téléphonique était protégé par plusieurs enveloppes isolantes), qu'on doit attribuer la destruction à plusieurs reprises de cette ligne téléphonique et de la sonnerie de la tour en circuit.

Le 2 août 1902, vers une heure du matin, pendant un violent orage à grêle, une forte décharge se produit sur l'anémomètre de la tour, échancrant une des coquilles du moulinet. Au même instant, on entend une forte détonation dans le souterrain. Dans la matinée, on constate que le fil téléphonique est coupé en deux endroits dans le souterrain; un tube de plomb, qui se trouvait au voisinage du fil téléphonique et du fil de terre du bureau, à l'entrée du souterrain en BC, est en partie fondu. La sonnerie S du téléphone placée à la tour, qui est une sonnerie de ligne télégraphique de moyenne résistance, est particulièrement éprouvée : les fils enroulés en spirales, reliant les bornes de la sonnerie, d'une part à l'électro-aimant, d'autre part à la vis de réglage du trembleur, avaient leurs spires complètement détachées l'une de l'autre, c'est-à-dire que la décharge

avait eu lieu en ligne droite et non en suivant les spires ; elle avait fondu les fils suivant une génératrice du cylindre d'enroulement. Une dizaine de spires d'une des bobines de l'électro-aimant étaient coupées de la même façon, la joue voisine en cuivre de cette bobine était échancrée et une partie du ressort du trembleur fondue.

Explication de la figure. — Sur la figure schématique, où le nuage et la terre sont représentés par les armatures interne et externe d'une bouteille de Leyde, on voit le point A (anémomètre de la tour) relié à la terre par le médiocre conducteur DE ; ce conducteur permet à la boule A de se charger et à la décharge primaire d'éclater entre N et A (c'est le coup de foudre qui a échancré une coquille de l'anémomètre). Mais cette décharge statique provoque une décharge dynamique par le circuit de moindre résistance à la décharge brusque, constituée par DSBCT, et comprenant l'interruption BC : encore la sonnerie S, qui présente une self-induction, est-elle traversée par une étincelle qui coupe l'électro suivant une génératrice.

Il est évident, d'après cela, qu'une décharge violente a traversé la

ligne et que cette décharge est due au voisinage de la ligne et du fil de terre du bureau, comme le montre la fusion du tube de plomb placé en ce point. De plus, cette décharge a été localisée sur la ligne, entre ce point et la tour, car le reste de la ligne et la sonnerie S, en circuit, situés dans le bureau, n'ont pas été endommagés.

Ces faits s'expliquent facilement si on se rapporte au schéma des connexions, en ce qu'ils sont la réalisation d'un cas particulier des expériences de Lodge sur la décharge dynamique.

Un fait analogue s'était déjà produit sur cette même ligne, le 1er février 1891, pendant un orage à neige; la cause en est très probablement la même, puisque les fils passaient aux mêmes endroits.

On a remédié à ces inconvénients en établissant un fil de retour, supprimant ainsi toute mise à la terre à la tour et, par suite, tout danger d'un nouvel accident du même genre.

THÉORIE DE LA CAPILLARITÉ [1]

(4e mémoire);

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. — *L'équilibre d'un liquide.* — Ce sont surtout les phénomènes de capillarité qui conduisent à admettre l'existence de deux séries de forces *entièrement distinctes* existant entre les particules d'un liquide. Les premières sont les forces de cohésion de Laplace, que l'on peut concevoir comme des *forces à distance;* les autres sont des forces calorifiques s'exerçant uniquement entre des éléments adjacents et donnant naissance à la pression thermique. Pour qu'un élément de volume soit en équilibre sous l'influence de ces deux sortes de forces, on doit avoir dans chaque direction, θ étant la pression thermique, ρ la densité et V le potentiel des forces de cohésion [2] :

$$(1) \qquad d\theta = -\rho dV.$$

D'autre part, ψ étant l'énergie libre par unité de masse, on a pour

(1) Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 545; 1899; — 3e série, t. IX, p. 394; 1900; — 3e série, t. X, p. 135; 1901; — et 4e série, t. I, p. 105; 1902.

(2) Dans les autres mémoires, j'ai représenté le potentiel par la lettre ψ.

l'équilibre de l'élément de volume $d\tau$, d'après le principe de Gibbs :

$$\delta \int \psi \rho d\tau = 0. \tag{2}$$

En exprimant que la masse totale doit rester invariable, on a la condition :

$$\delta \int \rho d\tau = 0. \tag{3}$$

L'équation (1), d'une part, les équations (2) et (3), de l'autre, expriment de *deux manières différentes* la même condition d'équilibre ; elles doivent être équivalentes, ce que je vais démontrer.

Considérons la variation de l'intégrale de volume

$$\int \rho \left(\int_1 \frac{\theta d\rho}{\rho^2} + \frac{1}{2} V \right) d\tau,$$

dans laquelle θ est considérée comme une fonction de ρ (la température étant constante), l'indice 1 se rapportant à une densité fixe ; on aura :

$$\delta \int \rho \left(\int_1 \frac{\theta d\rho}{\rho^2} + \frac{1}{2} V \right) d\tau = \int \left\{ \delta\rho \left(\int_1 \frac{\theta d\rho}{\rho^2} + \frac{1}{2} V \right) + \rho \left(\frac{\theta \delta\rho}{\rho^2} + \frac{1}{2} \delta V \right) \right\} d\tau$$

$$= \int \left\{ \delta\rho \left(V + \int_1 \frac{\theta d\rho}{\rho^2} + \frac{\theta\delta\rho}{\rho} \right\} d\tau = \int \left\{ \delta\rho \left(V + \int_1 \frac{d\theta}{\rho} \right) \right\} d\tau.$$

Avec la condition (3), $\delta \int \rho d\tau = 0$, la variation de l'intégrale précédente s'écrit encore :

$$\int \delta\rho \left\{ \int_1 \frac{d\theta}{\rho} + V - V_1 \right\} d\tau,$$

en représentant par V_1 le potentiel d'une phase homogène de densité fixe, auquel cas on a aussi :

$$\delta \left\{ V_1 \int \rho d\tau \right\} = 0.$$

La condition pour que la variation de l'intégrale ci-dessus soit nulle est :

$$\int_{1}^{2} \frac{d\theta}{\rho} + V - V_1 =$$

d'où l'on a nécessairement (1) $d\theta = - \rho dV$.

Les conditions :

$$(4) \qquad \delta \int \rho \left(\int_1 \frac{\theta d\rho}{\rho^2} + \frac{1}{2} V \right) d\tau = 0,$$

et

$$(3) \qquad \delta \int \rho d\tau = 0,$$

sont équivalentes avec $d\theta = - \rho dV$ (1).

Or l'équation thermodynamique de Clapeyron-Clausius [1] :

$$p = T \left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_T - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right),$$

montre que $T\left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_T$ est la pression thermique θ et $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_T$ la cohésion.

On a donc :

$$\theta = T \left(\frac{\partial \eta}{\partial v}\right)_T,$$

θ ne dépendant que de la densité au point considéré; d'où :

$$- T\eta = - \int \theta dv = \int_1 \theta \frac{d\rho}{\rho^2} \qquad \left(v = \frac{1}{\rho}\right).$$

La condition (4) est donc équivalente à :

$$(5) \qquad \delta \int \rho \left(\frac{1}{2} V - T\eta\right) d\tau = 0.$$

L'intégrale $\int \frac{1}{2} V \rho d\tau$ représente l'énergie potentielle; à tempéra-

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 152-153; 1898.

ture constante, la variation de l'énergie totale ε est égale à celle de l'énergie potentielle ; donc :

$$\delta(\rho\varepsilon) = \delta \int \frac{1}{2} \rho V d\tau.$$

La condition (4) devient donc :

$$\delta \int \rho (\varepsilon - T\eta) \, d\tau = 0,$$

ou

(2) $$\delta \int \psi \rho d\tau = 0.$$

Les conditions (2) et (3) sont donc équivalentes avec (1).

§ 2. — *Équation différentielle de la densité dans la couche capillaire.* — Van der Waals a trouvé l'équation donnant la variation de la densité dans la couche capillaire en appliquant les équations (2) et (3) à la couche capillaire en équilibre entre les phases homogènes du liquide et de sa vapeur. Il est donc possible, en vertu de l'équivalence qui vient d'être démontrée, de trouver la variation de la densité en partant de l'équation (1).

Soit p la pression existant dans une masse homogène de densité égale à celle qui règne au point considéré de la couche capillaire ; on a :

$$p = \theta - a\rho^2, \qquad \text{d'où} \qquad d\theta = dp + 2a\rho d\rho.$$

Portons dans (1) ; il vient :

$$\frac{dp}{\rho} + 2a d\rho = - dV.$$

En intégrant et en remarquant que $v = \frac{1}{\rho}$, il vient :

(6) $$\int_1 v dp + 2a(\rho - \rho_1) = - (V - V_1).$$

L'indice 1 se rapportant à la phase liquide, on a :

$$V_1 = - 2a\rho_1.$$

Soit μ le potentiel thermodynamique d'une masse homogène de

densité ρ :

$$\int_1 v dp = \mu - \mu_1,$$

d'où, en vertu de (6), il vient :

$$V + 2a\rho = \mu_1 - \mu. \tag{7}$$

Substituons, dans (7), à V, l'expression suivante trouvée par Maxwell, lord Rayleigh et Van der Waals :

$$V = -2a\rho - \frac{c_2}{1.2}\frac{d^2\rho}{dh^2} - \frac{c_4}{1.2.3.4}\frac{d^4\rho}{dh^4}\cdots$$

et dans laquelle c_2, c_4, ..., sont des constantes indépendantes de la fonction de force, et dh est la différentielle dans une direction normale à la surface, différentielle positive dans la direction liquide-vapeur ; il vient alors :

$$\frac{c_2}{1.2}\frac{d^2\rho}{dh^2} + \frac{c_4}{1.2.3.4}\frac{d^4\rho}{dh^4} + \frac{c_6}{1.2.3.4.5.6}\frac{d^6\rho}{dh^6} + \cdots = \mu - \mu_1, \tag{8}$$

ce qui n'est autre chose que l'équation de Van der Waals.

Si l'on adopte la fonction de force $-f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r}$, on a les relations :

$$a = 2\pi f\lambda^2, \qquad \frac{ac_4}{4!} = \left(\frac{c_2}{2!}\right)^2, \qquad \frac{a^2c_6}{6!} = \left(\frac{c^2}{2!}\right)^3, \text{ etc.}$$

L'équation (8) devient donc :

$$2a\lambda^2\frac{d^2\rho}{dh^2} + 2a\lambda^4\frac{d^4\rho}{dh^4} + \cdots = \mu - \mu_1. \tag{9}$$

§ 3. — *Le potentiel et la force en un point de la couche capillaire.* — En adoptant la fonction de force précédente, on a pour le potentiel V [1] :

$$\Delta^2 V = q^2 V + 4\pi f\rho \qquad \left(q = \frac{1}{\lambda}\right),$$

[1] G. Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 396 ; 1900.

ou bien, V étant dans la couche capillaire fonction de h seule :

(10) $$\lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} = V + 2a\rho.$$

Éliminons $V + 2a\rho$ entre les relations (10) et (7), il vient :

(11) $$\lambda^2 \frac{d^2V}{dh^2} = \mu_1 - \mu.$$

Or le membre de droite de cette équation n'est autre chose que l'intégrale $\int_1 v d\rho$ et est donné par les surfaces curvilignes $-$NMGH$+$LFGM de la *fig.* 1, qui représente, de H en K, la

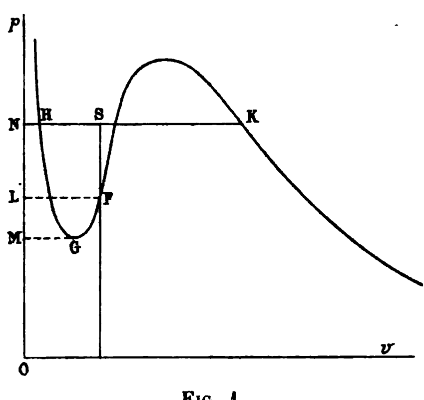


Fig. 1.

partie théorique de l'isotherme. F est le point où la densité est égale à celle du point considéré de la couche capillaire. Si, en particulier, F correspond au point où $\mu - \mu_1$ s'annule, on doit avoir :

Surface NMGH = surface LFGM.

La différence $\mu - \mu_1$, s'annule donc trois fois, aux pointsH, F et K. *Il doit en être de même de* $\frac{d^2V}{dh^2}$, c'est-à-dire que la courbe qui représente V en fonction de h doit être asymptotique à deux droites se rapportant aux potentiels des phases homogènes du liquide et de la vapeur; de plus, la courbe doit avoir un point d'inflexion Q (V. *fig.* 2).

L'expression $\frac{dV}{dh}$ au point Q, qui n'est autre que la tangente de l'angle α, représente en valeur absolue l'intensité maxima du champ de force dans la couche capillaire (à l'intérieur des phases homogènes du liquide ou de la vapeur, le champ de force est nul). Cette

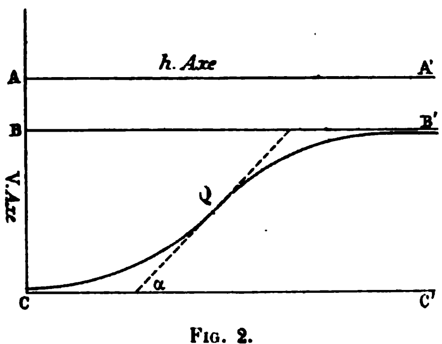


Fig. 2.

intensité maxima se calcule de la manière suivante : La pression hydrostatique perpendiculairement à la surface de la couche capillaire doit être en tout point égale à la tension de la vapeur et peut être considérée comme la différence entre la pression thermique θ et la cohésion dans cette même direction. Or, pour la cohésion, j'ai trouvé [1] :

$$S_1 = -\frac{1}{8\pi f}\left(R^2 - \frac{V^2}{\lambda^2}\right), \qquad R = -\frac{dV}{dh}.$$

Soit p_1 la pression de la vapeur, on a donc :

$$p_1 = \theta - \frac{V^2}{8\pi f\lambda^2} + \frac{1}{8\pi f}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2;$$

d'où, en remarquant que $a = 2\pi f\lambda^2$,

$$(12) \qquad \frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = p_1 - \theta + \frac{V^2}{4a}.$$

Pour le point d'inflexion Q (*fig.* 2) : $\frac{d^2V}{dh^2} = 0$, d'où, en vertu de (10),

$$(13) \qquad V + 2a\rho = 0.$$

[1] G. Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 400 ; 1900.

D'autre part, soit p la pression d'une phase homogène de densité égale à celle du point considéré de la couche capillaire ; on a aussi :

$$p = \theta - a\rho^2. \tag{14}$$

En éliminant θ et V entre (12), (13) et (14), il vient :

$$\frac{\lambda^2}{4a}\left(\frac{dV}{dh}\right)^2 = p_1 - p,$$

ou

$$\frac{dV}{dh} = 2\sqrt{2\pi f}\sqrt{p_1 - p}. \tag{15}$$

$p_1 - p$ n'est autre chose que la distance SF dans la *fig.* 1. A mesure que la température s'élève, SF diminue pour devenir nulle au point critique ; de même, tang α (*fig.* 2) diminue aussi pour s'annuler à la température critique où les droites BB′ et CC′ coïncident.

§ 4. — *L'épaisseur de la couche capillaire.* — Dans une théorie de la capillarité où l'on a introduit une fonction de force connue $-f\frac{e^{-\frac{r}{\lambda}}}{r}$, on ne peut pas, dans le sens propre du mot, parler d'une couche capillaire d'*épaisseur finie*, car, au point de vue purement théorique, les phases liquide et vapeur ne deviennent homogènes qu'à une distance infinie de part et d'autre de la courbe capillaire. Pour la constante capillaire de Laplace, j'ai donné la formule [1] :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 hd, \tag{16}$$

les indices se rapportant aux phases homogènes. Rigoureusement il faut écrire :

$$H = \frac{1}{4\pi f}\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 hd. \tag{17}$$

En réalité, on prend l'intégrale entre deux limites telles qu'on puisse négliger la différence avec l'expression (17) ou, ce qui revient

[1] G. Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 402 ; 1902.

au même, on remplace la *fig.* 2 par la *fig.* 2 *bis*, dans laquelle PS′ représente ce qu'on appelle l'*épaisseur de la couche capillaire*. L'épaisseur de la couche capillaire n'est donc pas une grandeur

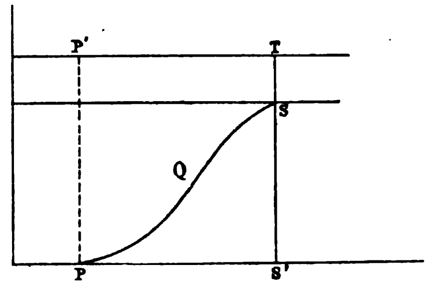


Fig. 2 *bis*.

comme la longueur d'onde d'une certaine radiation simple, mais une valeur pratique au-dessous de laquelle on ne pourrait pas descendre sans commettre une erreur sensible dans le calcul de la constante capillaire ([1]).

([1]) La surface PSTP′ $= \int_1^2 V dh$ (*fig.* 2 *bis*) a une signification très simple. En effet, en intégrant les deux membres de l'équation (10), il vient, en remarquant que $\frac{dV}{dh}$ s'annule pour les phases homogènes :

$$\lambda^2 \int_1^2 \frac{d^2V}{dh^2}\, dh = \int_1^2 V dh + 2a \int_1^2 \rho dh = 0.$$

Or $\int_1^2 \rho dh$ représente la masse m de la couche capillaire par unité de surface; donc :

$$\text{Surface PSTP}' = -2am.$$

Cette relation est indépendante de la fonction de force, car, dans le cas général, on a, en intégrant les deux membres de l'équation (8), $\int_1^2 (\mu - \mu_1)\, dh = 0$.

Dans le cas général, l'équation (7) donne :

$$V + 2a\rho = \mu_1 - \mu;$$

donc on a encore :

$$\int_1^2 V dh = -2am.$$

On peut faire la même remarque pour $\frac{dV}{dh}$. L'intensité du champ de force en fonction de h est réellement représentée par une courbe telle que x VQWy (*fig.* 3) ; mais on la remplace par la

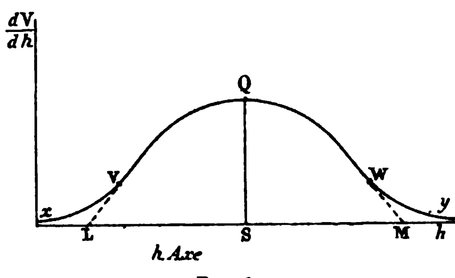


Fig. 3.

courbe LVQWM. La surface comprise entre cette courbe et l'axe des h représente le double de la chaleur de vaporisation interne r. On a en effet :

$$(18)\quad \text{Surface LVQWML} = \int_1^2 \frac{dV}{dh}\,dh = V_2 - V_1 = 2a(\rho_1 - \rho_2) = 2r.$$

Pratiquement, si on considère LVQS et SQWM comme des segments paraboliques ayant une tangente commune en Q et LM comme l'épaisseur de la couche capillaire, on trouve, pour la surface LVQWML, QS étant la valeur maxima de $\frac{dV}{dh}$:

$$\frac{2}{3}\,\text{LM} \times \text{QS} = \frac{2}{3}\,h_1 \times 2\sqrt{2\pi f}\,\sqrt{p_1 - p},$$

d'où, en vertu de l'équation (18),

$$(19)\qquad \frac{2}{3}\,h_1 \sqrt{2\pi f}\,\sqrt{p_1 - p} = r.$$

La distance du centre de gravité de la surface LVQWML à l'axe des h est donnée par l'expression connue, laquelle, en tenant compte des relations (16) et (18), donne :

$$\frac{1}{2}\int_1^2 \left(\frac{dV}{dh}\right)^2 dh : \int_1^2 \frac{dV}{dh}\,dh = 2\pi f\text{H} : 2r = \frac{\pi f.\text{H}}{r}.$$

D'autre part, LVQWML étant la somme de deux segments paraboliques, la même distance est aussi représentée par :

$$\frac{2}{5} \times 2\sqrt{2\pi f}\sqrt{p_1 - p},$$

d'où il vient, en égalant les deux expressions :

$$\sqrt{p_1 - p} = \frac{5}{8}\sqrt{2\pi f}\,.\,\frac{H}{r}. \tag{20}$$

Selon qu'on élimine $\sqrt{p_1 - p}$ ou r entre les équations (19) et (20), on obtient pour l'épaisseur h_1 de la couche capillaire :

$$h_1 = \frac{6}{5\pi f}\frac{r^2}{H} = \frac{15}{16}\frac{H}{p_1 - p}. \tag{21}$$

Pratiquement, on peut admettre l'expression simple : $h_1 = \frac{H}{p_1 - p}$ (22).

Or j'ai trouvé antérieurement pour la constante capillaire de Laplace[1] :

$$H = \int_1^2 (p_1 - p_2)\,dh, \tag{23}$$

expression dans laquelle p_1 représente la pression à l'intérieur de la couche capillaire dans une direction perpendiculaire à sa surface (p_1 = pression de la vapeur saturée), et p_2 la pression parallèlement à la surface. En égalant les valeurs de H données par (22) et (23), il vient :

$$p_1 h_1 - \int_1^2 p_2 dh = p_1 h_1 - p h_1,$$

d'où :

$$\frac{1}{h_1}\int_1^2 p_2 dh = p. \tag{24}$$

La pression moyenne parallèlement à la surface de la couche capillaire est égale à la pression de l'isotherme théorique au point F (de la *fig.* 1) *où le potentiel thermodynamique* μ *est égal à celui des deux phases homogènes.*

---

(1) G. Bakker, *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 403 ; 1900.

On peut encore dire : *Le potentiel thermodynamique a la même valeur aux points* H, K *et* F *de l'isotherme* (*fig.* 1). *La pression correspondant aux points* H *et* K *et celle qui correspond au point* F *sont respectivement les pressions existant perpendiculairement et parallèlement à la couche capillaire.*

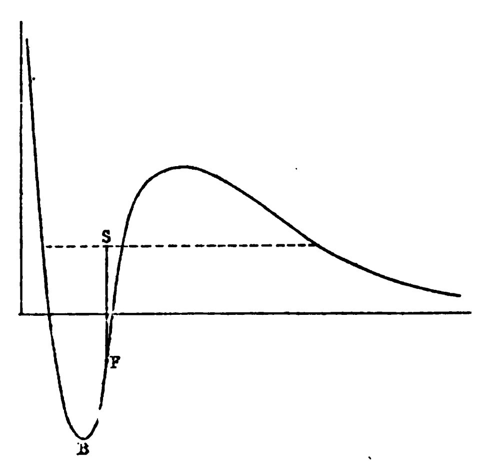


Fig. 4.

L'expérience ayant montré (Berthelot, Pacinotti, Leduc et Sacerdote) que la pression à l'intérieur d'un liquide peut être négative ([1]), c'est-à-dire que l'isotherme peut couper l'axe des volumes (*fig.* 4), il est vraisemblable que le point F peut tomber au-dessous de l'axe des volumes. La relation (24) indique *qu'il doit en être ainsi.* En effet, la constante capillaire de Laplace, H, donnée par (23), est relativement grande aux basses températures ; il s'ensuit que p_1, tension de la vapeur saturée, étant petite, nécessairement $\int_1^2 p_2 dh$ *doit être négative*, et par suite p. Le point F se trouve donc au-dessous de l'axe des abscisses.

Pour la température où le point F est situé sur l'axe des volumes, on a :

$$h_1 = \frac{\mathrm{H}}{p_1}; \tag{25}$$

([1]) Voir Van der Waals, *Continuité ;* — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 718 ; 1902.

l'épaisseur de la couche capillaire est égale au quotient de la constante capillaire par la tension de la vapeur saturée. La température où il en est ainsi ne peut pas être très éloignée de la température critique, car, aux températures basses, H est relativement grand et p_1 petit, tandis que h_1 doit rester petit. Van der Waals [1] trouve pour la température où le minimum B de l'isotherme est situé sur l'axe des volumes, celui-ci étant tangent à l'isotherme :

$$T = \frac{27}{32} T_k \qquad (T_k = \text{température critique absolue}).$$

Lorsque la température s'abaisse à partir de la température critique, on trouve donc relativement tôt des isothermes qui coupent l'axe des abscisses, ce qui est d'accord avec la petitesse du rayon de courbure au point B, et c'est pour cette raison que la relation (25) s'applique à une température où la tension de la vapeur saturée est encore assez grande.

G. QUINCKE. — Die Oberflächenspannung an der Grenze von Alkohol mit wässerigen Lösungen Bildung von Zellen Sphärokrystallen und Krystallen (Tension superficielle à la surface de séparation de l'alcool et des dissolutions aqueuses. Formation de mousse, de cristaux liquides et de cristaux). — *Drude's Annalen der Physik*, t. IX, p. 1-44 ; 1902.

La tension superficielle à la surface de séparation de l'eau et de l'éther est d'abord 1,25 mmg, quand les surfaces sont fraîchement renouvelées ; elle décroît avec le temps par suite de la dissolution de l'eau dans l'éther. Cette diminution est d'un tiers au bout de trois heures.

La tension superficielle à la surface de séparation de l'eau et de l'alcool est très faible, décroît encore quand la durée du contact augmente, provoque la formation de lignes ondulées et hélicoïdales dans un mince jet d'eau qui s'écoule lentement dans l'alcool, puis ne tarde pas à devenir nulle.

Les solutions aqueuses (des sulfates de cuivre, de manganèse, d'aluminium, d'ammonium, de sodium, de magnésium, de zinc, d'alun, de sel ammoniac) présentent au contact de l'alcool une ten-

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 718 ; 1902.

sion superficielle égale ou inférieure à $0,3 \frac{mmg}{mm}$; cette tension décroît avec la concentration de la dissolution saline et avec celle de l'alcool.

Sous l'action de cette tension superficielle, les dissolutions plus riches en eau et plus riches en alcool se séparent, quand on ajoute de l'alcool à une solution aqueuse, en un grand nombre de gouttes et de bulles dans lesquelles se répartissent à leur tour les dissolutions aqueuses ou alcooliques entre des bulles isolées ou associées (mousse). En premier lieu, il se forme des canaux parallèles à la périphérie et parallèles aux rayons des gouttes, répartis uniformément; ensuite, grâce à la tension superficielle, ces canaux se gonflent et se contractent en certains points ou se résolvent en bulles sphériques.

Ces bulles peuvent absorber de l'eau et gonfler, ou bien céder de l'eau à l'alcool ambiant et diminuer de volume, ou se prendre en masse cristalline.

Ces masses cristallines sont plus ou moins déformées, ce qui permet d'y reconnaître la forme primitive des bulles liquides ou des mousses qui leur ont donné naissance.

La formation d'un cristal peut provoquer, par son contact, la cristallisation de la dissolution sursaturée à l'intérieur d'une bulle voisine; les cristaux produits ont alors la même orientation que le cristal primitif. De proche en proche une série de bulles peuvent cristalliser ainsi. Les masses cristallines provenant de chaque bulle constituent des masses orientées, uniformément séparées l'une de l'autre ou reliées l'une à l'autre.

L'eau et les dissolutions de sel ou d'alcool s'étendent à la surface des dissolutions de sel ou d'alcool plus concentrées, progressent sous forme de tourbillons, forment des tourbillons enveloppant les gouttes, bulles ou cristaux flottant dans le liquide, les entraînent vers la dissolution aqueuse la plus diluée ou bien les réunissent en gouttes ou bulles plus grosses, ou encore les rassemblent dans des régions déterminées.

Les cellules d'écumes grandes, petites ou invisibles, dont les parois sont ou liquides ou traversées par des cristaux liquides, ou sont formées par des cristaux solides, peuvent renfermer des cristaux orientés, d'une manière uniforme ou non, dans leur intérieur ou dans les petites cellules des parois formées de mousse.

Les éléments de la mousse d'un sel dissous dans l'eau et l'alcool forment des cristaux liquides de première et de seconde espèce, avec croix noire, avec ou sans anneaux obscurs, avec biréfringence positive, négative ou indifférente (cristaux liquides de carbonate de calcium ou cellules nucléolées, comme les grains d'amidon ou la mousse d'acide oléique). Dans une partie des cristaux liquides, la biréfringence est due aux particules solides réparties dans les cloisons de la mousse.

Les biréfringences positive ou négative, coexistant dans un même sel ou dans un même cristal, indiquent qu'une partie des cloisons de la mousse est formée par une substance solide amorphe ou par un liquide très visqueux, qui se sont trouvés comprimés ou dilatés dans les dilatations ou contractions des cellules de mousse, et, par suite, sont devenus biréfringents.

Les dendrites prennent naissance dans un liquide huileux A et un liquide aqueux B ayant une tension superficielle limite sur leur surface de séparation : le liquide A forme dans le liquide B des canaux, des bulles, des cellules de mousse. Sur les parois des canaux du tronc principal et des branches latérales déjà solidifiées, mais traversées encore par le liquide, se greffent normalement les nouvelles branches latérales (ou aiguilles de sapin) encore liquides.

Dans les aiguilles obliques, il faut que les parois du liquide huileux aient eu une tension superficielle différente ou aient été solidifiées avant d'avoir atteint la position d'équilibre qui correspond à la tension superficielle limite.

Les cristaux courbes ou hélicoïdaux proviennent des canaux ou des cellules de mousse à parois liquides du liquide huileux. Les parois, ou le contenu du canal et des cellules, ont cristallisé ensuite et, sur les cristaux, on reconnaît encore la forme quelque peu modifiée du liquide qui leur a donné naissance.

Les trichites sont constituées par des houppes de cristaux aciculaires en forme de cheveux, des canaux creux avec des cellules de mousse dans les parois. De même que dans les cristaux liquides, des canaux, des bulles, des cellules se séparent périodiquement d'une goutte sphérique ou lenticulaire du liquide huileux, peut-être par suite de l'introduction de traces de matières étrangères : cette séparation est régulière, parallèlement au contour ou au rayon de la lentille. Les aiguilles s'accroissent par un dépôt de substance nouvelle à la pointe de l'aiguille.

Un sel forme avec l'eau une petite quantité d'une dissolution concentrée A et une grande quantité d'une dissolution diluée ; la tension superficielle sur la surface de séparation a une valeur notable, comme s'il s'agissait d'un colloïde.

Les cristaux proviennent d'une gelée ou de cellules d'écume invisibles ayant des parois d'abord liquides, formées par le liquide concentré et huileux A et remplies du liquide dilué B ; tous deux cristallisent ensuite en perdant de l'eau.

Il est probable que des traces de matière étrangère exercent une action sensible sur la formation et l'inclinaison des parois de mousse dans le liquide concentré huileux A et sur la forme des cellules.

Les cristaux d'albumine et d'oxyhémoglobine tiennent le milieu entre les cristaux proprement dits et les cristaux liquides de deuxième espèce, trichites ou cellules nucléolées.

M. LAMOTTE.

M. T. GODLEWSKI. — Sur la pression osmotique de quelques dissolutions calculée d'après les forces électromotrices des piles de concentration. — *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, 146-163, mars 1902.

L'auteur mesure la force électromotrice E de trois types de piles : la pile au calomel de Helmholtz et deux genres de pile au cadmium.

Les piles contenant les dissolutions étudiées ont la forme de la lettre H ; les électrodes de platine sont reliées aux conducteurs de cuivre par une soudure à l'argent ; elles plongent, l'une dans un amalgame de zinc ou de cadmium, l'autre dans du mercure. Dans la branche contenant du mercure, ce métal est recouvert de chlorure ou sulfate mercureux. La température est maintenue constante à 25°.

La concentration de la dissolution ($ZnCl^2$, $CdCl^2$, $CdSO^4$) est exprimée par le rapport $\frac{m_2}{m_1} = h$, m_2 étant le poids du sel dissous dans m_1 de dissolvant ; ou bien par le nombre h_2 de molécules-gramme par litre.

L'auteur donne les résultats de ses expériences dans des tables, et il les représente par un graphique, en portant en abscisses le logarithme de cette concentration h_2, et en ordonnées la différence $E - E_0$ entre la force électromotrice E de l'élément de concen-

tration h_2 et la force électromotrice E_0 de l'élément dont la concentration est 0,001 de molécule-gramme par litre.

La courbe des valeurs de $E - E_0$ présente à peu près une forme rectiligne pour les faibles concentrations.

Mais ces valeurs de E, grâce à la théorie de ces éléments de pile donnée par Helmholtz, Duhem, etc., vont en outre servir à l'auteur pour en déduire la pression osmotique des solutions employées dans ces éléments.

μ étant le poids moléculaire du corps dissous, F représentant 9654 unités électromagnétiques d'électricité, n la valence du métal, f la différence entre la valeur du potentiel thermodynamique de l'eau pure, sous une pression p_1, et celle du potentiel thermodynamique de l'eau dans la solution, on a :

$$\frac{\partial f}{\partial h} = -\frac{nF}{\mu}\frac{\partial E}{\partial \log h},$$

d'où, par intégration graphique, on déduit les variations de la valeur de f dans tout l'intervalle dans lequel les forces électromotrices sont données. Et cela, sans aucune supposition approximative, et avec une assez grande précision, puisque les valeurs de $\frac{\partial E}{\partial \log h}$ sont peu variables.

Quant aux valeurs de f, pour les avoir, il est nécessaire de connaître la valeur de cette fonction correspondant à la solution la plus diluée : pour cela, l'auteur applique les lois des gaz parfaits et il emploie le coefficient i de Van't Hoff, avec la relation :

$$f = i\frac{RTw}{\mu}h.$$

R, constante du gaz parfait; T, température absolue; w, volume spécifique de l'eau.

Les valeurs de la pression osmotique ϖ s'en déduisent très simplement en posant:

$$f = \varpi w.$$

Les résultats des calculs sont exposés dans des tables où, à chaque concentration, on a la valeur de f, de $\frac{f}{h}$ et de ϖ; de plus, ils sont représentés par un graphique, et conduisent aux remarques suivantes :

$\frac{f}{h}$ (et par suite i, qui lui est proportionnel) présente, lorsque la concentration croît, une diminution rapide, puis, après avoir passé par un minimum, croît de nouveau.

Le minimum se produit pour $ZnCl^2$ à la concentration de 0,73 molécule-gramme par litre, pour $CdSO^4$ à la concentration 0,15, et pour $CdCl^2$ à la concentration 0,4.

L'auteur conclut que ce fait ne doit pas être considéré comme incompatible avec la théorie de la dissociation électrolytique d'Arrhénius, parce que les lois des gaz ne doivent être appliquées que pour des concentrations notablement moindres que celles données plus haut.

L'auteur compare les valeurs de i avec les valeurs déduites de la conductibilité : avec $ZnCl^2$ et $CdCl^2$, il y a accord pour les solutions très diluées seulement ; avec $CdSO^4$, les valeurs diffèrent tellement qu'il est impossible de les comparer.

Enfin, la pression osmotique est encore calculée d'après la relation suivante, déduite de la formule de Taylor :

$$f = \varpi w + \frac{1}{2} \varpi^2 \eta + \frac{1}{3} \varpi^3 \frac{\partial \eta}{\partial p},$$
$$\eta = \frac{\partial w}{\partial p}.$$

Les nouvelles valeurs diffèrent des valeurs déduites de la relation simple : $f = \varpi w$; mais les différences ne dépassent pas 3 0/0 en valeur relative pour les plus fortes concentrations.

A. Ponsot.

A. HAGENBACH et H. KONEN. — Ueber das Bandenspektrum des Stickstoffs bei Atmosphärendruck (Sur le spectre de bandes de l'azote à la pression atmosphérique). — *Physik. Zeitsch.*, p. 327-329 ; 1902.

Les auteurs rappellent les travaux des physiciens qui ont signalé dans certains spectres d'arc ou d'étincelle la présence des bandes appartenant à celui des spectres de l'azote qui apparaît au pôle négatif d'un tube de Geissler (1). MM. Hagenbach et Konen ont

(1) Cl. Cuthberson, *Phil. Mag.*, 6e série, t. III, p. 348-353 ; 1903 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 613 ; 1902 ; — H. Deslandres, *C. R.*, t. CXXXIV, p. 747-750 ; 1902 ; — J. Hermesdorf, *Dissert.*, Bonn ; 1902 ; — C.-C. Hutchins, *Astrophys. J.*, t. XV, p. 310-312 ; 1902 ; — H. Crew et C. Baker, *Astrophys. J.*, t. XVI, p. 61-72 ; 1902 ; — P. Lewis et A.-S. Ving, *Astrophys. J.*, t. XVI, p. 162-166 ; 1902.

obtenu en plus dans l'étincelle, à la pression atmosphérique, des bandes du spectre positif.

La source employée a été un inducteur dans le secondaire duquel on pouvait introduire une capacité et une self-induction variables. Le spectre de comparaison était fourni par un tube de Schumann alimenté par le même courant que les électrodes entre lesquelles éclatait l'étincelle. Le tube, fermé par une lame de quartz, et employé longitudinalement, permettait d'obtenir simultanément les deux spectres des pôles positif et négatif sur la plaque photographique.

L'apparence du spectre de l'azote observé dans l'étincelle varie avec les conditions où elle se trouve. Sans condensateur ni self-induction, avec une distance explosive courte, on obtient une décharge silencieuse en forme de flamme, dont le spectre contient les raies du sodium de l'atmosphère et le spectre de l'azote faible. Si l'on souffle l'auréole, à l'aide d'un courant d'air ou d'un aimant, on aperçoit dans le trait de feu les lignes de l'air et celles du métal employé. Les électrodes s'échauffent alors, et il se présente dans leur voisinage les mêmes apparences de stratifications que dans le tube de Geissler. Dans un cas, le spectre produit était à peu près le même que celui du tube de comparaison, le spectre de l'étincelle présentant, avec les bandes du second groupe du pôle positif, celles du spectre négatif et celles de la vapeur d'eau. La concordance n'est pas complète au point de vue des intensités relatives. Les bandes du spectre négatif sont plus fortes à la pression atmosphérique ; en outre, les bandes obtenues à la pression de 4 millimètres se dégradent plus rapidement que les bandes observées dans l'étincelle. Une tête de bande peut être plus intense dans le spectre de l'étincelle que dans celui du tube, tandis que c'est l'inverse qui se produit à l'autre extrémité. Non seulement chaque bande en particulier, mais chacune des séries qui la composent, se comportent différemment dans les deux spectres.

Lorsque la distance explosive augmente, le spectre propre du métal intervient, les bandes de l'azote s'affaiblissent d'autant plus que la capacité est plus grande et la self-induction plus petite. Les bandes du pôle positif disparaissent les premières, puis celles du pôle négatif pâlissent graduellement au fur et à mesure que se renforce le spectre de lignes.

De Watteville.

G. MEYER. — Erdmagnetische Untersuchungen im Kaiserstuhl [Recherches de magnétisme terrestre dans le Kaiserstuhl (grand-duché de Bade)]. — Fribourg-en-Brisgau, 1902.

L'auteur a poursuivi l'étude magnétique détaillée d'une région anomale, constituée par un massif volcanique, le Kaiserstuhl. La région étudiée, dont l'étendue est sensiblement de 1 myriamètre carré, a donné lieu à des mesures en 382 stations; mais, pour la moitié au moins, l'on s'est contenté d'observer la composante horizontale, au variomètre d'intensité de Kohlrausch. Pour les autres stations, on a mesuré aussi la déclinaison et l'inclinaison.

L'on a trouvé de fortes anomalies, du même ordre que celles que MM. Rücker et Thorpe ont trouvées en quelques points exceptionnels, tels que l'île de Canna, en Écosse, et celles que MM. Brunhes et David ont observées au Puy de Dôme. Le résultat le plus intéressant paraît être que M. Meyer a trouvé des sommets de montagne (Todtenkopf, Chapelle Sainte-Catherine) qui sont des centres répulsifs pour le pôle nord de l'aiguille, par conséquent des pôles nord.

MM. Rücker et Thorpe donnaient comme conclusion à leur grand travail sur la carte magnétique des Iles Britanniques (1) qu'en aucun cas une masse un peu importante de roches ignées ne repousse le pôle nord de l'aiguille. Ils signalaient un seul cas douteux. Le Puy de Dôme, on le sait, est un pôle sud (2).

M. Meyer croit pouvoir affirmer que des montagnes constituées par du basalte compact se comportent comme des pôles nord d'aimants verticaux ; « par suite, leur aimantation, dit-il, ne saurait être attribuée à l'induction terrestre ».

Pour la Chapelle Sainte-Catherine, il donne, pour le sommet même et pour deux autres points de la montagne, trois mesures complètes, prouvant une anomalie par défaut de la composante verticale, anomalie qui s'élève à — 0,036 pour le sommet même. De plus, les composantes horizontales de la force perturbatrice indiquent bien une répulsion. Il n'en est pas moins vrai que, pour mettre définitivement hors de doute ce résultat, il serait bon d'avoir, tout autour du sommet, un réseau de mesures plus serré.

Si, en effet, l'on est sûr que des sommets peuvent être des pôles

(1) RÜCKER et THORPE, *Phil. Trans.*, série A, vol. 188, p. 659.
(2) B. BRUNHES et P. DAVID, *J. de Phys.*, p. 202-206 de ce volume.

nord, leur aimantation rémanente ne pourra s'expliquer par l'*influence actuelle* du champ terrestre. Mais elle pourrait très bien, semble-t-il, être attribuée à l'action du champ terrestre tel qu'il était au moment de la solidification des roches. Dans le cas de la brique, on sait que c'est le champ terrestre au moment de la cuisson qui détermine la direction de l'aimantation, qui, par la suite, reste absolument invariable. Entre ce cas d'une roche à aimantation permanente et le cas extrême d'une roche parfaitement douce, il peut y avoir tous les intermédiaires. Et il est naturel de penser que ces roches aimantées ont gardé, bien qu'à un degré moindre que la brique naturelle, la trace du champ magnétique terrestre, tel qu'il était à l'époque de l'éruption qui les a produites. Nous nous réservons de donner, prochainement, des arguments, fondés sur des observations nouvelles, en faveur de cette idée. L'existence d'un pôle nord au sommet d'une montagne serait ainsi, dans notre manière de voir, un argument à l'appui de l'hypothèse, émise par Folgheraiter, selon laquelle l'inclinaison magnétique avait été, dans nos régions, négative à certaines époques.

B. Brunhes.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LXIX.

W. WATSON. — A Determination of the Value of the Earth's Magnetic Field in International Units and a Comparison of the Results with the Value given by the Kew Observatory Standard Instruments (Détermination de la valeur du champ magnétique terrestre en unités internationales et comparaison des résultats avec la valeur donnée par les instruments-étalons de l'observatoire de Kew). — P. 1.

Une comparaison des lectures faites sur les magnétomètres employés pour mesurer la composante horizontale du champ magnétique terrestre aux divers observatoires de la Grande-Bretagne ayant montré l'existence de différences très notables, bien que tous les instruments employés appartiennent au même type, il a paru intéressant de suivre une méthode entièrement différente pour mesurer H et de comparer les résultats avec ceux qui sont donnés par les magnétomètres unifilaires. La méthode consiste à faire

passer un courant connu à travers une bobine de dimensions connues et à comparer, au moyen d'une aiguille magnétique suspendue, le champ produit par le courant au centre de la bobine, à la composante horizontale du champ terrestre.

Le courant employé était mesuré de deux façons :

1° Par le dépôt d'argent dans un voltamètre ;

2° Par une méthode potentiométrique dans laquelle la différence de potentiel aux extrémités d'une résistance connue est équilibrée par la force électromotrice d'un étalon Clark ou au cadmium.

En prenant l'équivalent électrochimique de l'argent égal à 0,001118, la valeur de H ainsi déterminée est plus petite que la valeur donnée par l'étalon de l'observatoire de Kew d'une quantité égale à 0,00006 unité C. G. S. Si, comme cela semble probable, la vraie valeur de l'équivalent électrochimique de l'argent est 0,0011183, la différence s'élève à 0,00014 unité C. G. S.

V.-H. VELEY et J.-J. MANLEY. — Some physical Properties of Nitric Acid Solutions (Quelques propriétés physiques des solutions d'acide nitrique). — P. 86-119.

Les auteurs ont déterminé les densités et les indices de réfraction de solutions d'acide nitrique de différentes concentrations. Leur but était de vérifier les conclusions auxquelles ils étaient arrivés dans un travail antérieur, à savoir que les courbes représentant les conductibilités électriques et les coefficients de température présentent des variations brusques de courbure en des points correspondants à certains hydrates.

Les auteurs ont discuté soigneusement les diverses sources d'erreurs et leur grandeur possible. Dans le cas des densités, ils ont examiné les erreurs qui peuvent provenir de l'analyse des échantillons, de la température, du remplissage des pyknomètres. Dans le cas des indices, ils ont étudié les erreurs pouvant provenir des vis micrométriques, du cercle divisé, du parallélisme des lames de quartz, ainsi que les effets qui peuvent se produire au contact de l'acide nitrique et des différentes substances employées dans ces recherches.

Les résultats obtenus sont donnés dans une série de tables et de courbes qui montrent que les propriétés physiques des solutions étudiées éprouvent des altérations bien marquées en des points

définis. Ces points correspondent très approximativement aux concentrations répondant à de simples combinaisons moléculaires d'acide nitrique et d'eau.

Dans le cas des densités, les points d'altération les mieux définis correspondent aux hydrates formés par l'acide nitrique avec 14 — 7 — 4 — 3 — 1,5 et 1 molécules d'eau, tandis que, dans le cas des indices, ces points correspondent aux hydrates formés avec 14 — 7 et 1,5 molécules d'eau.

N. LOCKYER. — Further Observations on Nova Persei, n° 4 (Observations sur la Nova de Persée). — P. 133-137. — The chemical Origins of the Lines in Nova Persei (Origines chimiques des raies de la Nova de Persée). — P. 354-360.

L'auteur continue ses observations antérieures [1] sur la Nova de Persée. Il indique les remarques intéressantes qu'il a faites sur sa grandeur variable, son spectre visible et son spectre photographique, qui subissent également des modifications notables.

Dans le deuxième mémoire, il donne un tableau des raies observées dans le spectre de cette étoile et les compare à celles qui ont été observées par Campbell [2] et Vogel [3] dans la Nova d'Auriga, ainsi qu'aux raies correspondantes de α Cygni, de la chromosphère et des raies renforcées de quelques métaux.

C.-T.-R. WILSON. — On the spontaneous Ionisation of Gases (Sur l'ionisation spontanée des gaz). — P. 277-282.

Les expériences de Geitel [4] et de l'auteur [5] ont montré qu'il existe une production continue d'ions dans l'air contenu dans un vase clos, même lorsqu'il n'est exposé à aucun agent connu d'ionisation. La communication actuelle contient les résultats de mesures des proportions relatives d'ions produits, dans ces conditions, dans l'air et certains autres gaz.

Les ionisations relatives ont été obtenues en comparant les courants de « saturation » dans les divers gaz. L'appareil employé diffère très peu de celui qui a été décrit dans un précédent mémoire [5].

(1) *Proceed. of the Roy. Society*, t. LXVIII, p. 399.
(2) *Ast. and Ast. Phys.*, t. XI, p. 808.
(3) *Ast. and Ast. Phys.*, t. XII, p. 912.
(4) *Physik. Zeitschrift*, 2e année, n° 8, p. 116-119.
(5) *Proceed. of the Roy. Society*, t. LXVIII, p. 151-161; — *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 58; 1902.

Voici les principaux résultats:

Pour des pressions qui ne sont pas trop élevées, le courant de saturation est proportionnel à la pression.

Si l'on excepte l'hydrogène, l'ionisation est sensiblement proportionnelle à la densité du gaz étudié.

Il existe une similitude remarquable entre les résultats de l'auteur et ceux de Strutt [1] relatifs à l'action des rayons Becquerel sur les mêmes gaz, à savoir que la conductibilité sous l'action de ces rayons est sensiblement proportionnelle à la densité des gaz, à l'exception de l'hydrogène. Les résultats de M. Wilson, pour l'ionisation spontanée, concordent mieux avec ceux de Strutt pour les gaz exposés à la radiation du radium qu'avec ceux du même auteur pour les gaz exposés à la radiation du polonium. Le tableau suivant résume les résultats numériques. La conductibilité des gaz est rapportée à celle de l'air prise pour unité.

	Radium (rayons pénétrants)	Polonium	Ionisation spontanée	Rapport de l'ionisation relative au poids spécifique
Air..............	1,00	1,00	1,00	1,00
Hydrogène.......	0,157	0,226	0,184	2,7
Acide carbonique.	1,57	1,54	1,69	1,10
Acide sulfureux..	2,32	2,04	2,64	1,21
Chloroforme	4,89	4,44	4,7	1,09

Jusqu'à ce que des expériences ultérieures aient été effectuées, l'auteur pense qu'il serait prématuré de conclure que l'ionisation est due à la radiation des parois du vase dans lequel les gaz sont contenus.

W.-N. HARTLEY. — Notes on quantitative Spectra of Beryllium (Notes sur les spectres quantitatifs du glucinium). — P. 283-285.

Dans le but de comparer quantitativement toutes les méthodes connues de séparation du glucinium, de l'aluminium et du fer, l'auteur a comparé les spectres d'étincelles des solutions des divers précipités obtenus dans ces méthodes avec les spectres fournis par des solutions contenant des quantités connues de glucinium pur et de concentrations variant de 1 à 10^{-6} 0/0. Comme il l'avait déjà observé dans le cas du magnésium [2], la sensibilité de la réaction spectrale

(1) *Phil. Trans.*, A, t. CLXXXXVI, p. 507-527.
(2) *Phil. Trans.*, 1884, Part II, p. 325.

augmente par l'emploi de bobines d'induction plus grandes et de condensateurs de plus grande capacité. Certaines raies caractéristiques de glucinium sont encore visibles dans des solutions diluées à 10^{-6} 0/0.

On constate la présence du glucinium dans certains cristaux microscopiques contenus dans le granit et dans la plupart des échantillons d'aluminium.

W.-E. WILSON. — The effective Temperature of the Sun (Température effective du soleil). — P. 312-320.

L'auteur avait mesuré en 1894, en collaboration avec M. Gray [1], la température du soleil en faisant tomber dans l'une des ouvertures d'un radiomicromètre différentiel de Boys un faisceau de rayons solaires réfléchis par un héliostat, et dans l'autre ouverture le rayonnement d'une lame de platine incandescente de température connue. Une série d'observations concordantesdon nèrent 6200° C. pour la température effective du soleil.

M. Wilson a, depuis cette époque, apporté un certain nombre de perfectionnements au mode opératoire. Afin de protéger la bande de platine incandescente contre les courants d'air, on la recouvre d'une enveloppe en cuivre doré, polie intérieurement et possédant un trou circulaire placé de telle façon que la radiation puisse atteindre le radiomicromètre. Cette enveloppe est remplie d'eau. Par suite de réflexions multiples sur les parois polies de l'enceinte, il pouvait se faire que le radiomicromètre reçoive une quantité de chaleur trop grande. En noircissant la surface interne, l'auteur a en effet trouvé que la quantité de radiations était sensiblement réduite.

Le platine fut alors remplacé par une enceinte uniformément chauffée qui rayonnerait comme un corps « absolument noir ».

M. Lanchester a fait remarquer à l'auteur qu'une telle enceinte serait théoriquement un radiateur parfait ; d'ailleurs, MM. Lummer, Paschen et autres, en employant la radiation d'une source semblable, ont confirmé d'une manière remarquable la loi de radiation de Stephan.

Le radiateur employé fut d'abord un tube de porcelaine, puis un tube de fer chauffé dans un fourneau à gaz. La température était con-

(1) *Phil. Trans.*, A, t. CLXXXV; 1894.

trôlée par un appareil électrique inscripteur de Callendar, et le rayonnement vers le radiomicromètre pouvait être réglé par un écran d'ouverture connue. Le tube fut chauffé à la température la plus élevée possible et, dès qu'on avait atteint une température fixe, on ajustait le micromètre de manière que la radiation du tube et celle du soleil se fissent équilibre. On éliminait les défauts de réglage du micromètre en faisant tomber alternativement sur les deux ouvertures de l'appareil la radiation du soleil et celle du tube.

La moyenne des observations donne 5768 et 5779° C. absolus comme température réelle du soleil, en adoptant le coefficient d'absorption atmosphérique de Rosetti (0,29). En prenant la valeur de Langley (0,41), le résultat est de 6085° absolus.

On peut également tenir compte de l'effet de l'absorption dans l'atmosphère solaire. En se basant sur les résultats des expériences de Wilson et Rambaut(1), la température réelle du soleil serait de 6863° absolus ou 6590° C.

C.-T. HEYCOCK et F.-H. NEVILLE. — On the Constitution of Copper-tin Alloys (Sur la constitution des alliages de cuivre et d'étain). — P. 320-329.

Les auteurs complètent un travail antérieur(2) en étudiant tous les alliages de cuivre et d'étain. Les résultats sont représentés par un diagramme très simple et en même temps très complet, sur lequel on suit aisément toutes les phases du phénomène obtenu par le refroidissement de ces alliages.

G.-W. WALKER. — The Application of the Kinetic Theory of Gases to the electric, magnetic, and optical Properties of diatomic Gases (Application de la théorie cinétique des gaz aux propriétés électriques, magnétiques et optiques des gaz diatomiques). — P. 394-398.

Développement d'un mémoire qui a déjà été analysé dans ce journal (3).

---

(1) *Proceed. Royal Irish Academy*, 1892, t. II, n° 2.
(2) *Proceed. of the Royal Society*, t. LXVIII, p. 171 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 59.
(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 53 ; 1902.

W. CROOKES. — The Stratifications of Hydrogen (Les stratifications de l'hydrogène). — P. 399-413.

L'auteur décrit l'appareil qu'il a employé et les précautions qu'il a prises pour obtenir des tubes à hydrogène exempts de vapeurs de mercure. Ayant remarqué que les vapeurs mercurielles provenant de la pompe à mercure se diffusaient d'autant plus lentement que la distance de la pompe au tube à hydrogène était plus grande et que les tubes de communication étaient plus étroits, il a intercalé entre la pompe et le tube à hydrogène un long tube étroit enroulé en spirale et plongeant dans de la glace fondante. L'hydrogène produit par l'électrolyse d'une solution diluée d'acide chlorhydrique était purifié et desséché par son passage dans de l'acide sulfurique concentré, sur des morceaux d'hydrate de sodium et sur de l'anhydride phosphorique.

Dans l'hydrogène ainsi purifié, les stratifications ont un aspect rosé sans cette face bleue dirigée vers le pôle négatif qui s'observe quand l'hydrogène renferme des traces de vapeur de mercure. Au spectroscope, on ne voit plus d'ailleurs que les raies de l'hydrogène. La partie bleue des stratifications est donc due aux vapeurs de mercure, et si, en effet, on laisse pendant toute une nuit le tube à hydrogène en communication avec la pompe, la couche bleue réapparaît, et il est impossible de la faire disparaître ultérieurement. La partie bleue des stratifications peut être due également à des impuretés contenues dans l'anhydride phosphorique (elle n'est pas due au phosphore, mais probablement à un oxyde intermédiaire du phosphore).

M. W. Crookes a repris également les expériences de M. Gassiot[1] sur les changements produits dans les couleurs des stratifications par l'introduction d'une résistance liquide en série avec le tube à hydrogène. Il a observé que, pour une résistance convenable, la face bleue des stratifications disparaît. Au spectroscope, on observe à la fois les raies du mercure et celles de l'hydrogène; mais ces dernières sont plus intenses. D'après M. Crookes, la résistance liquide agit de la manière suivante : Pour une même raréfaction, l'hydrogène conduit le courant mieux que la vapeur de mercure. Avec une forte

[1] *British Assoc. Reports*, 1865, p. 15.

étincelle d'induction et un certain degré de raréfaction, la conductibilité de l'hydrogène raréfié n'est pas suffisante pour transporter tout le courant ; lorsqu'une partie de ce dernier est conduite par la vapeur mercurielle, l'intensité de la couleur bleue de cette vapeur masque la couleur plus faible de l'hydrogène. Mais, lorsqu'on introduit une résistance d'environ 500000 ohms, le courant est tellement affaibli que l'hydrogène peut le conduire en entier, et l'on ne voit plus la couleur bleue du mercure.

Quant à la face bleue des stratifications, M. Crookes explique ainsi sa formation : Au degré de vide nécessaire pour produire les stratifications, il y a un large espace sombre autour du pôle négatif. Les électrons [1] négatifs issus de ce pôle avec une vitesse énorme ont une énergie suffisante pour franchir une distance variable avec le degré du vide. D'après le Dr Schuster [2], la décharge à travers la vapeur mercurielle dans un tube à vide ne peut donner naissance, quand il est bien privé d'air, ni à des stratifications, ni à un espace obscur. Les expériences de M. Crookes [3] montrent au contraire que l'espace obscur se forme dans la vapeur de mercure. Quelle que soit la manière de voir, il n'est pas douteux que, si les stratifications dans la vapeur de mercure ne sont pas complètement inconnues, elles sont beaucoup plus difficiles à produire que dans l'hydrogène ou les autres gaz diatomiques. A un certain degré critique de raréfaction, quand l'hydrogène et le mercure existent en même temps, on obtient à la fois les stratifications du mercure et celles de l'hydrogène. La présence de l'hydrogène a une influence considérable sur la manière d'être de la vapeur de mercure dans les tubes à vide. On sait de plus que, dans un tube à vide, pour une raréfaction voisine du point de stratification, les stratifications s'inclinent autour des obstacles. Les stratifications de l'hydrogène offrent une sorte de point d'appui aux stratifications de la vapeur de mercure ; quand il n'y a point d'hydrogène, on ne voit pas de stratifications dues au mercure.

Les parties roses et bleues des stratifications montreraient donc les endroits où les électrons et les atomes gazeux se rencontrent. Quand la vitesse des électrons diminue, l'atome prend une vibration

(1) M. Crookes insiste sur ce point que les électrons ne sont autre chose que la « matière radiante » dont il a étudié les propriétés dès 1879.
(2) *Proceed. Roy. Society*, t. XXXVII, p. 318.
(3) *J. of the Inst. Electrical Engineers*, t. XX, p. 44.

plus grande qui, communiquée à l'éther, produit des vibrations de longueurs d'onde définies constituant le spectre spécial de l'atome. L'atome dense de mercure n'est pas repoussé autant que l'atome léger d'hydrogène — d'où la face bleue en avant de la face rose des stratifications. Une très petite différence dans le degré du vide suffit pour briser l'adhésion entre le mercure et l'hydrogène ; alors la vapeur mercurielle, se diffusant le long du tube, rencontre les électrons provenant du pôle négatif, est repoussée vers les stratifications de l'hydrogène et apparaît comme un bouton de lumière bleue.

W. CROOKES. — Radio-Activity and the Electron Theory (Radioactivité et théorie des électrons). — P. 413-422.

Les électrons émanant des substances radioactives se comportent comme des particules matérielles et sont gênés par les molécules du milieu environnant, contrairement aux ondes de l'éther, qui ne subissent pas de tels effets, sauf dans le cas de l'absorption.

C'est ce que l'auteur a démontré par les expériences suivantes : Deux cavités peu profondes et de forme circulaire furent ménagées dans une lame de verre épaisse et remplies d'une substance radioactive contenant principalement de l'actinium. L'une des cavités est entourée d'un épais tube de plomb. Une plaque sensible est placée horizontalement à une distance de 28 millimètres au-dessus des cavités; elle est recouverte d'une plaque de verre et le tout est renfermé dans une boîte placée dans une armoire obscure.

Au bout de quarante-huit heures, la plaque sensible fut développée et l'on constata une action énergique produite par la substance entourée du tube de plomb, tandis qu'il n'y avait aucune impression visible au-dessus de la substance laissée à l'air libre.

L'*opacité*, mesurée avec l'appareil de M. Chapman Jones [1], était, au-dessus du cylindre de plomb, de 6,17.

L'expérience fut répétée avec du radium et du bromure de baryum. Cette substance étant lumineuse par elle-même, une feuille de papier noir fut placée immédiatement au-dessus, de manière à n'étudier que les émanations capables de traverser le papier opaque.

---

(1) Opacity-Meter, *The Photographic Journal*, t. XX, p. 86; 1895.

Après quatre heures d'exposition, la plaque développée donnait une opacité de 3,39 au-dessus du cylindre et 2,09 au-dessus de la substance laissée à l'air libre. En interposant en outre une plaque d'aluminium de $0^{mm},2$ d'épaisseur, l'opacité fut trouvée, après six heures, de 6,03 au-dessus du cylindre de plomb et 3,02 au-dessus de l'autre cavité.

Avec le sous-nitrate de polonium, une exposition de sept jours à une distance plus faible donna une opacité de 5,49 au-dessus du cylindre de plomb et 5,75 au-dessus de l'autre cavité. Les opacités étaient donc pratiquement identiques.

M. Crookes a démontré, en outre, que les électrons émanés du radium possèdent la propriété d'être transportés par un courant d'air. L'effet est plus marqué avec l'actinium.

Par contre, les émanations du peroxyde d'hydrogène n'ont donné aucun résultat.

La théorie des électrons explique ce fait que, si une pièce de monnaie est placée sur une plaque sensible dans l'obscurité, et réunie à l'un des pôles d'une bobine d'induction pendant quelques secondes, on obtient une image des parties en relief de la pièce de monnaie.

L'auteur cite enfin une curieuse observation qu'il a faite sur la volatilisation d'un pôle d'argent dans un tube à vide. Le métal rougit seulement à la surface, et, dès que la décharge cesse, le phénomène disparaît instantanément. Si, à la place de l'argent, on met du diamant, corps mauvais conducteur, la surface est suffisamment modifiée pour être transformée en graphite, ce qui exige une température d'au moins 3600° C.

TH. ANDREWS. — Micro-crystalline Structure of Platinum (Structure micro-cristalline du platine). — P. 433-435.

La face polie d'une petite lame de platine coupée dans un lingot de platine pur fut soumise pendant deux minutes environ à l'action de l'eau régale bouillante. Il se développe, dans ces conditions, des grains cristallins irréguliers de $0^{cm},005$ à $0^{cm},1$ de diamètre et d'autres, beaucoup plus petits, d'environ $0^{cm},0005$ à $0^{cm},018$ de diamètre. Les premiers semblent formés de polygones irréguliers. L'auteur donne dans son mémoire des microphotographies obtenues avec des grossissements de 50, 120 et 360.

D'après les recherches de Liversidge [1], les grains métalliques naturels de platine paraissent avoir une structure tout à fait semblable.

E. WILSON. — The Distribution of Magnetism as affected by induced Currents in an Iron Cylinder when rotated in a magnetic Field (Influence, sur la distribution du magnétisme, des courants induits dans un cylindre de fer tournant dans un champ magnétique.) — P. 435-449.

Un cylindre de fer, dont le diamètre et la hauteur ont $25^{cm},4$, est mis en mouvement autour de son axe longitudinal, au moyen d'une vis sans fin et d'une roue à engrenages, dans un champ magnétique dont la direction est normale à l'axe de rotation. Pour trouver la valeur moyenne de l'induction magnétique $\mathfrak{B}$ sur divers éléments de la section transversale du cylindre, on a percé des trous dans un plan contenant l'axe du cylindre, et on y a introduit du fil de cuivre isolé, de manière à circonscrire des surfaces déterminées à différentes profondeurs. Les extrémités des bobines ainsi placées à l'intérieur du cylindre sont reliées à un galvanomètre de d'Arsonval et à une boîte de résistances permettant d'étudier la force électromotrice des courants qui prennent naissance dans ces bobines.

Les résultats obtenus peuvent s'appliquer à des cylindres ayant des dimensions autres que celles que nous venons d'indiquer. Considérons, en effet, deux cylindres homogènes semblables ayant les mêmes propriétés magnétiques et la même résistance spécifique et soit n le rapport de leurs dimensions. Si ces cylindres tournent dans un champ magnétique de même intensité, on démontre aisément que, pour induire la même force électromotrice en des points semblablement placés, la vitesse de rotation doit varier en raison inverse de n^2.

Les vitesses de rotation du cylindre étaient telles qu'il faisait un tour complet en 360, 180, 90, 45 ou 22,5 secondes.

Voici les principaux résultats :

Avec une faible force magnétique et une période de rotation de 45 secondes, la valeur de l'induction $\mathfrak{B}$ au centre du cylindre est grande par rapport à sa valeur à la surface, et le déplacement de phase entre les forces électromotrices est relativement faible. Avec

(1) *Journ. Roy. Society of New South Wales*, 1897, t. XXXI, p. 70.

une force magnétique moyenne, correspondant à la plus grande valeur de la perméabilité du fer, la valeur de $\mathfrak{B}$ au centre devient faible et est accompagnée d'un déplacement de phase considérable. Avec une période de rotation de 22,5 secondes, la valeur de $\mathfrak{B}$ au centre change de signe par rapport à la valeur de $\mathfrak{B}$ à la surface; le retard de phase est de 180°. Avec une grande force magnétique, la valeur de $\mathfrak{B}$ au centre redevient importante et le déplacement de phase diminue.

Avec une période de rotation de 360 secondes, les perturbations précédentes existent encore, mais elles sont beaucoup plus faibles.

Des effets semblables ont été observés sur un cylindre de fer soumis à une force magnétisante alternative. L'auteur conclut de ses expériences qu'avec une force magnétique alternative parallèle à l'axe longitudinal d'un cylindre de diamètre donné, les effets des courants induits sont plus importants que pour un même cylindre, de longueur égale au diamètre, tournant, autour de son axe longitudinal, dans un champ magnétique normal à l'axe de rotation, pour des valeurs correspondantes de la fréquence et de la densité d'induction superficielle.

L'auteur a examiné également les effets des courants induits dans l'armature d'une certaine classe des moteurs à induction. Pour des plaques de fer de $0^{cm},1$ d'épaisseur et des fréquences inférieures à 179, la distribution ne s'éloigne pas beaucoup d'une distribution uniforme, lorsque ces plaques tournent dans un champ magnétique dont la direction est dans le plan de la plaque.

En se basant sur l'hypothèse de lord Kelvin, d'après laquelle le magnétisme terrestre tournerait autour de la terre dans le sens du soleil avec une période de neuf cent soixante ans, l'auteur indique que, dans un cylindre semblable en tous points à celui avec lequel il a opéré, mais ayant un diamètre égal au diamètre de la terre, une période de rotation de neuf cent soixante années produirait des effets magnétiques et électriques semblables à ceux qu'il a observés, si le cylindre de $25^{cm},4$ de diamètre pouvait tourner avec une période de rotation de 12×10^{-6} secondes, c'est-à-dire avec une vitesse sensiblement 2 millions de fois plus grande que la plus grande vitesse employée dans ses expériences. Un cylindre de $0^{cm},0000001$ de diamètre produirait des effets semblables à ceux qui ont été observés avec une période de rotation de 90 secondes, s'il effectuait 7×10^{14} révolutions par seconde.

A. FINDLAY. — Preliminary Note on a Method of calculating Solubilities and the equilibrium Constants of chemical Reactions, and on a Formule for the latent Heats of vaporisation (Note préliminaire sur une méthode de calcul des solubilités et des constantes d'équilibre des réactions chimiques et sur une formule pour les chaleurs latentes de vaporisation). — P. 471-478.

Si R et R′ représentent les rapports des températures absolues auxquelles deux substances ont la même solubilité, c une constante ayant une faible valeur positive ou négative, t et t' les températures auxquelles l'une des deux substances possède les deux valeurs de la solubilité en question, on a la relation :

$$R = R' + c(t' - t).$$

Cette formule est la même que Ramsay et Young[1] ont trouvée pour les pressions de vapeur. Lorsque la courbe de solubilité d'une substance est connue, il est alors possible de calculer la solubilité d'une seconde substance, pourvu que l'on connaisse la solubilité de cette dernière à deux températures différentes.

Cette méthode peut être appliquée également au calcul des « constantes d'équilibre » des réactions chimiques. Dans ce cas, R et R′ désignent les rapports des températures absolues auxquelles les valeurs de la constante d'équilibre des deux réactions sont égales.

La méthode est employée notamment par l'auteur à l'étude des deux équations :

$$2HI \rightleftarrows H^2 + I^2,$$

et

$$\left(2CH^3 - CO - CH^3\right) \rightleftarrows CH^3 - CO - CH^2 - C\begin{matrix}\diagup (CH^3)^2 \\ \diagdown OH\end{matrix}$$

Cette analogie entre la pression de vapeur, la solubilité et les constantes d'équilibre dérive de l'équation thermodynamique de Van't Hoff :

$$\frac{d\log_e x}{dt} = \frac{Q}{RT^2}.$$

L'auteur démontre enfin que, si L_1 est la chaleur de vaporisation connue d'une substance à la température absolue T_1, L_2 la chaleur de vaporisation d'une seconde substance à la température T_2 à

(1) *Phil. Mag.*, 1886, t. XXI, p. 33.

laquelle la tension de vapeur de cette seconde substance est égale à celle de la première substance à T_1, on a :

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{T_1^{x_1}}{T_2^{x_2}},$$

x_1 et x_2 représentant des constantes.

Une formule plus simple, mais moins exacte, est la suivante :

$$L_1 = L_2 T_2^x.$$

Ces formules ne paraissent plus s'appliquer lorsque la pression dépasse 1000 centimètres, bien que, dans certains cas, elles s'appliquent jusqu'à 2000 centimètres.

W.-H. JULIUS. — Note on the anomalous Dispersion of Sodium Vapour (Note sur la dispersion anomale de la vapeur de sodium). — P. 479-480.

M. Wood (1), en étudiant le spectre de la lumière électrique qui a traversé un tube contenant de la vapeur de sodium de densité croissante, trouva qu'au bout de quelques secondes la vapeur devient si dense que la lumière est complètement absorbée entre les raies D. D'après lui, M. Julius aurait émis l'opinion que « cette disparition de lumière n'est que le résultat d'une forte dispersion ».

M. Julius fait remarquer que M. Wood a mal interprété sa phrase, qui ne s'applique qu'à la vapeur de sodium de très faible densité, comme cela a lieu dans la couronne solaire.

W.-E. BARRETT. — On the Increase of electrical Resistivity caused by alloying Iron with various Elements, and the specific Heats of those Elements (Sur l'accroissement de la résistivité électrique par l'alliage du fer avec divers éléments et sur la chaleur spécifique de ces éléments). — P. 480-485.

Dans un mémoire précédent (2), l'auteur, avec le concours de M. W. Brown, a déterminé la conductibilité électrique et la perméabilité magnétique de 110 alliages du fer, préparés avec beaucoup de soin par M. Hadfield, de Sheffield. 68 de ces alliages contenaient du

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXIX, p. 157 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 134 ; 1901.

(2) *On the electrical Conductivity and magnetic Permeability of various alloys of Iron.* — *Trans. Roy. Dublin Society* ; janv. 1900.

fer allié à un seul élément (manganèse, carbone, nickel, tungstène, chrome, cuivre, aluminium ou silicium). Dans 52 autres alliages, le fer était uni à deux ou plusieurs des éléments précédents en proportions variables.

Dans tous les cas, la conductibilité du fer est diminuée lorsqu'on l'allie à un autre métal, même lorsque ce métal est meilleur conducteur que le fer, comme cela a lieu pour l'aluminium.

L'addition de silicium ou d'aluminium produit le plus grand, l'addition de tungstène produit le plus petit accroissement de la résistance électrique. Il existe un changement remarquable dans la résistivité des aciers au nickel pour de hautes teneurs en nickel.

La plus grande réduction de la conductibilité, pour un alliage donné, est produite par les premières additions de l'élément ajouté.

Il semble exister un rapport entre la chaleur spécifique de l'élément ajouté au fer et la résistance de l'alliage. Les éléments ayant de hautes chaleurs spécifiques et par conséquent de faibles masses atomiques produisent la plus grande augmentation dans la résistivité de l'alliage avec le fer. Le tableau suivant donne l'augmentation approximative de résistivité (en microhms par centimètre cube à 18° C.) des alliages de fer et de différents éléments.

Alliages de fer avec	Pourcentage de l'élément ajouté		
	2 0/0	3 0/0	5 0/0
Tungstène	4,0	5,0	6,0
Nickel	7,0	9,0	13,0
Chrome	10,0	11,5	14,0
Manganèse	16,0	18,0	24,5
Silicium	26,0	34,0	49,0
Aluminium	28,0	36,0	54,0

En divisant l'augmentation de la résistivité par le pourcentage du métal ajouté, on obtient l'accroissement de résistance spécifique du fer produit par 1 0/0 de l'élément ajouté.

L'influence du carbone est difficile à démêler, à cause de la difficulté d'obtenir des alliages homogènes de fer avec de forts pourcentages de carbone, à cause également des conditions différentes dans lesquelles le carbone existe dans les alliages, et enfin à cause de la difficulté d'enlever les impuretés, telles que le manganèse et le silicium. Néanmoins le carbone paraît agir à peu près comme le chrome. Le tableau suivant donne la relation entre la chaleur spécifique, le poids atomique et l'augmentation de résistivité.

Alliages de fer avec	Augmentation de résistivité pour 1 0/0	Chaleur spécifique	Poids atomique
Tungstène......	2,0	0,035	184
Cobalt..........	3,0	0,107	59
Nickel..........	3,5	0,109	59
Chrome........	5,0	0,1 (?)	52
Carbone........	5,0	0,160 (graphite)	12
Manganèse......	8,0	0,122	55
Silicium........	13,0	0,183	28
Aluminium.....	14,0	0,212	27

L'auteur a entrepris une série d'expériences pour la mesure de la conductibilité thermique relative des alliages précédents. En général, l'ordre de la conductibilité thermique est le même que celui de la conductibilité électrique.

Quant à la perméabilité magnétique de ces alliages, l'ordre est très différent de celui de la conductibilité électrique. Les alliages les plus perméables sont ceux qui renferment de l'aluminium ou du silicium.

La perméabilité d'un alliage de fer avec 2,5 0/0 de silicium est supérieure à celle du meilleur fer recuit jusqu'à un champ de 10 gauss. Un alliage analogue, formé d'aluminium et de fer, est encore plus remarquable. Quoiqu'il renferme 2,5 0/0 d'éléments non magnétiques, sa perméabilité et son induction maximum jusqu'à un champ de 60 gauss dépassent celles du fer le plus pur.

R. PAILLOT.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXXXIII; 2e semestre 1901 (*suite*) (1).

L. BAUDIN. — Sur un thermomètre à éther de pétrole.
C. R., t. CXXXIII, p. 1207.

L'éther de pétrole, plus léger que celui recommandé par Kohlrausch et ayant pour densité 0,647 à + 15°, peut servir de corps thermométrique non congelable dans l'air liquide. Un pareil instrument a pu être utilisé par M. Moissan; la graduation en a été effectuée au moyen de la glace fondante ainsi que des points d'ébullition du chlorure de méthyle, de l'oxyde azoteux et de l'oxygène (2).

(1) Voir p. 166 de ce vol.

(2) KOHLRAUSCH, *Wied. Ann.*, t. LX, p. 463; 1897; — CHAPPUIS, *Rapport du Congrès international de Physique;* 1900; — KOLBORN, *Ann. der Phys.*, 1901.

D'ARSONVAL. — Production et maintien des basses températures. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 980.

M. d'Arsonval indique les procédés qu'il emploie pour obtenir les basses températures; parmi les renseignements qu'il fournit, il est important de signaler l'emploi de thermomètres à éther de pétrole qui ne se congèlent pas même à — 194°. Le même liquide, contenu dans un vase à double paroi et refroidi par l'évaporation de l'air liquide, peut à son tour constituer un réfrigérant convenable.

H. BECQUEREL. — Sur une modification dans l'emploi du thermomètre électrique pour la détermination des températures souterraines au Muséum d'Histoire naturelle. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 800.

M. H. Becquerel rappelle le dispositif employé par M. A.-C. Becquerel en 1826 pour la mesure des températures, à l'aide de la pince thermo-électrique. Il signale une simplification dans la graduation et la lecture, en utilisant la loi de M. A.-C. Becquerel, connue sous le nom de loi des températures successives. Le galvanomètre apériodique ayant été préalablement gradué, il suffit de maintenir constante à t_0 la température d'une des soudures; on adopte seulement, pour le zéro en circuit ouvert, le trait indiquant la température t_0.

H. PELLAT. — Méthode permettant d'évaluer, en valeur absolue, les très basses températures. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 921.

La relation établie par lord Kelvin, $\pi = T \frac{dE}{dT}$, où interviennent le coefficient π de l'effet Peltier, la force électromotrice E du couple thermo-électrique, peut permettre la détermination des très basses températures, si l'on connaît les relations $E = f(t)$, $\pi = F(t)$. Le couple fer-zinc, qui présente un grand pouvoir thermo-électrique avec basses températures, peut convenir pour ces mesures. Avec un dispositif approprié, le calcul montre que l'erreur maximum serait de 0°,5 vers la température absolue de 150°, de 1° à 1°,5 pour les températures absolues de 75° et 20°.

---

(1) *C. R.*, t. CXXXI, p. 876; 1900; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 451; 1900.

B. BRUNHES et P. DAVID. — Sur la direction d'aimantation dans des couches d'argile transformées en brique par des coulées de lave. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 155.

L'observation des éléments magnétiques de cubes d'argile cuite par les coulées de lave peut renseigner sur l'orientation du champ magnétique à l'époque de l'éruption volcanique. M. Folgheraiter [1] a en effet remarqué que l'argile, en cuisant dans un four à briques, prend et conserve une aimantation dirigée dans le sens du champ magnétique au moment de la cuisson. Les observations de MM. Brunhes et David ont porté sur des échantillons recueillis dans trois carrières situées aux environs du Puy de Dôme.

La différence $\delta - \Delta$ de valeurs de la déclinaison à l'époque volcanique et à l'époque actuelle a varié entre 7° et 9° 30′. La valeur de l'inclinaison observée à l'aide des briques est comprise entre 56° 30′ et 58° 30′.

Th. MOUREAUX. — Influence des courants *vagabonds* sur le champ magnétique terrestre, à l'observatoire du parc Saint-Maur. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 999.

Afin d'amoindrir l'influence perturbatrice des tramways électriques à trolley sur les appareils de variations magnétiques installés au parc Saint-Maur, M. Moureaux les avait munis d'amortisseurs. La comparaison des courbes obtenues, dans le courant de l'année, au parc Saint-Maur et à la nouvelle station du Val-Joyeux, située à 34 kilomètres de distance de la précédente, montre que, malgré les modifications adoptées, le champ terrestre est perturbé à l'observatoire du parc Saint-Maur par les tramways de l'Est parisien. Les troubles se manifestent non seulement sur la variation diurne, mais encore sur la valeur absolue des éléments magnétiques.

Th. TOMMASINA. — Sur l'auscultation des orages lointains et sur l'étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 1001.

Avec le dispositif dont il a été déjà parlé [1], l'auteur a pu percevoir des orages dans une zone de 400 kilomètres de rayon. Certains

---

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 660 ; 1898.

éclairs n'agissent pas sur les radioconducteurs et paraissent dus à des décharges non oscillantes. Le même dispositif a permis d'observer la variation diurne de l'électricité atmosphérique avec les deux maxima du matin et du soir.

Ch. NORDMANN. — Sur la transmission des ondes hertziennes à travers les liquides conducteurs. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 339.

M. Bjerkness a montré, en 1893, que les ondes hertziennes ne pénètrent pas à l'intérieur des métaux au delà d'une couche superficielle de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de millimètre. M. Nordmann a recherché les épaisseurs maxima que peuvent traverser les ondes hertziennes dans les électrolytes. Le radioconducteur, très sensible, était placé dans un tube plongé lui-même dans le mercure; l'un de ses pôles était en communication métallique avec le mercure, tandis que l'autre était en communication avec l'antenne par un fil isolé sur une partie de sa longueur. L'électrolyte à étudier recouvrait le mercure, et l'arrêt de l'isolement du fil de l'antenne avait lieu à l'intérieur de ce liquide, à une distance h de la surface. L'onde hertzienne avait donc à traverser cette épaisseur h de l'électrolyte avant d'atteindre le radioconducteur, et son action était mise en évidence par la variation de résistance de ce radioconducteur observée au moyen du pont de Wheatstone.

Voici les valeurs des épaisseurs maxima E que peuvent traverser les ondes et les valeurs de la conductibilité spécifique $\frac{1}{R}$:

	E	$\frac{1}{R}$
Acide sulfurique étendu (369 gr. SO^4H^2 par litre)..	5 mm.	0,73
Solution saturée de NaCl..........................	18	0,21
Solution normale de KCl (74gr,55 par litre)........	32	0,098
Solution de SO^4Mg (424 gr. par litre)............	41	0,049

On voit que les transparences varient dans le même sens que les résistances, mais croissent moins vite que celles-ci.

C. TISSOT. — Sur l'étincelle de l'excitateur de Hertz. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 929.

L'emploi du dispositif Blondlot permet d'obtenir des périodes bien déterminées qu'il est facile de faire varier à volonté. On a

enregistré les oscillations de l'excitateur à l'aide du miroir tournant. L'examen micrométrique a, contrairement aux résultats annoncés précédemment par l'auteur et par M. Décombe [1], démontré que les images successives n'étaient pas rigoureusement équidistantes. Le premier intervalle est toujours nettement plus considérable que les autres; il paraît dépendre de la distance explosive et augmenter avec elle; il grandit, si l'on souffle l'étincelle. Les intervalles suivants vont en décroissant légèrement et ne présentent entre eux que des différences très faibles. Ce résultat est en accord avec l'idée émise par M. Swyngedauw [2]; il s'interprète aisément par la variation de résistance de l'étincelle.

F. LARROQUE. — Les ondes hertziennes dans les orages.
C. R., t. CXXXIII, p. 363.

Un poste récepteur, composé d'un plateau horizontal en zinc, de 40 centimètres de diamètre, exposé à l'air libre et relié à une prise de terre par un fil en cuivre de 1 millimètre de diamètre, interrompu par un excitateur à micromètre, permet, par l'observation des étincelles, de constater les tempêtes orageuses qui se produisent à des milliers de kilomètres. Cette remarque intéresse la météorologie.

JULES SEMENOW. — Sur la nature des rayons X.
C. R., t. CXXXIII, p. 217.

L'auteur conclut de ses expériences que les rayons X représentent les directions de transmission des vibrations électriques par l'intermédiaire de l'éther. Ces vibrations se communiquent à tous les corps qu'elles rencontrent sur leur passage. Lorsque ces corps sont chargés d'électricité et qu'ils sont protégés contre la décharge par convection, ils perdent leur charge *par rayonnement*.

H. BECQUEREL. — Sur quelques observations faites avec l'uranium à de très basses températures. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 199.

L'intensité du rayonnement de l'uranium à basse température (à la température de l'air liquide par exemple) ne présente pas une diffé-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 676 et 677; 1901.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 351; 1897.

rence notable avec l'intensité du rayonnement qu'il émet à la température ordinaire. L'ionisation provoquée par l'uranium dans les couches d'air voisines est plus considérable à la température ordinaire qu'à la température de l'air liquide; il y a donc lieu de conclure que les rayons les plus actifs pour ioniser l'air sont les plus absorbables par la couche d'air froid très dense qui avoisine le métal refroidi.

Un cristal de nitrate d'uranium plongé dans l'hydrogène liquide devient spontanément lumineux; il en est de même du platinocyanure. Cette expérience, réalisée pour la première fois par M. J. Dewar, paraît avoir été expliquée comme la conséquence d'effets électriques dus à des compressions et à des clivages provoqués par le refroidissement.

H. BECQUEREL. — Sur quelques effets chimiques produits par le rayonnement du radium. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 709.

Le rayonnement du radium, ainsi que l'ont montré M. et Mme Curie, altère le platinocyanure de baryum, colore le verre en violet. M. H. Becquerel a pu obtenir la formation d'un précipité de calomel par l'action du rayonnement radio-actif à travers une lame mince d'aluminium sur une dissolution de chlorure mercurique mélangé à de l'acide oxalique. Enfin, des graines de cresson alénois et de moutarde, soumises pendant une semaine à l'action du rayonnement radio-actif, ont perdu la faculté de germer.

H. BECQUEREL. — Sur la radioactivité de l'uranium. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 977.

Sir W. Crookes a préparé, par des cristallisations fractionnées, du nitrate d'uranium inactif; M. Debierne a pu précipiter du sulfate de baryum actif d'une solution active. M. Becquerel a trouvé qu'au bout d'un certain temps le sel d'uranium redevient de lui-même actif, tandis que le sulfate de baryum perd son activité. Ce résultat est d'accord avec les phénomènes de radioactivité induite étudiés par MM. Curie et Debierne, si l'on admet l'existence d'une activité propre à l'uranium.

L'hypothèse suivante permet de rendre compte de la plupart des faits observés; les deux sortes de particules admises par

M. J.-J. Thomson, d'une part les ions porteurs de charges positives, d'autre part les électrons de masses mille fois plus petites porteurs de charges négatives, sont animés de vitesses très différentes. Les électrons ayant des vitesses considérables traverseraient les corps ; les ions, au contraire, formeraient un dépôt matériel sur les corps non électrisés positivement. Ce dépôt de matière serait capable, en se divisant en ions et électrons, de fournir les rayons déviables et non déviables observés avec les substances induites. On pourrait même invoquer ce phénomène de la mise en liberté des ions d'une partie des molécules dans les dissolutions pour expliquer l'augmentation du pouvoir inducteur de certains corps actifs, quand ils sont dissous.

M. BERTHELOT. — Études sur le radium. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 659, 973.

Le rayonnement du radium, comme le rayonnement de la lumière, décompose l'anhydride iodique en iode et oxygène, ainsi que l'acide azotique monohydraté. Le rayonnement du radium n'a pas fourni de dépôt de soufre insoluble dans le sulfure de carbone. Il est vrai que la quantité de substance radioactive dont a pu disposer M. Berthelot était extrêmement faible : au plus 5 centigrammes.

P. CURIE et A. DEBIERNE. — Sur la radioactivité des sels de radium.
C. R., t. CXXXIII, p. 276.

Les sels de radium peuvent communiquer temporairement la radioactivité à un corps quelconque et à l'eau en particulier. 1° L'eau, séparée par distillation d'une solution de chlorure de radium, vieille de quelques jours, est fortement radioactive ; 2° L'eau distillée, contenue dans un cristallisoir et maintenue pendant quelque temps sous une cloche contenant une dissolution d'un sel de radium en vase ouvert, devient radioactive ; 3° Enfin, la radioactivité peut être communiquée par une solution de sels de radium contenue dans une capsule de celluloïd complètement fermée et plongée dans l'eau à activer ; la paroi de celluloïd joue le rôle d'une cloison semi-perméable, perméable à l'émanation radioactive et imperméable au sel. L'eau activée perd sa radioactivité avec le temps, plus rapidement en vase ouvert qu'en vase fermé. La solution d'un sel de radium diminue

considérablement d'activité en vase ouvert; mais la radioactivité réapparaît en tube scellé au bout d'une dizaine de jours. On arrive à coordonner ces phénomènes en admettant que chaque atome de radium fonctionne comme une source continue d'énergie radioactive; celle-ci se dissipe comme la chaleur, soit par rayonnement (rayons chargés et non chargés d'électricité), soit par conduction, c'est-à-dire par transmission de proche en proche par l'intermédiaire des liquides et des gaz. On est amené de même à concevoir une tension de radioactivité analogue à la température, ainsi qu'une capacité de radioactivité analogue à la capacité calorifique.

L. CURIE et A. DEBIERNE. — Sur la radioactivité induite provoquée par les sels de radium. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 931.

Les divers corps solides (cuivre, platine, plomb, étain, aluminium, verre, papier, cire, sulfure de zinc, etc...) acquièrent la même radioactivité induite lorsqu'ils sont placés dans les mêmes conditions; ils fournissent alors un rayonnement composé de rayons déviables et non déviables par l'aimant. Si la substance radioactive est une solution de chlorure de baryum radifère, la limite et la vitesse de l'action radioactive sont indépendantes de la pression du gaz dans l'enceinte; mais la valeur de cette limite augmente lorsqu'on augmente la quantité de solution activante. On ne peut pas considérer le pouvoir d'activation d'une solution comme analogue à une tension de vapeur.

Les substances phosphorescentes placées dans une enceinte activante permettent de réaliser des expériences d'un bel effet. Ainsi, par exemple, une solution radifère contenue dans un ballon auquel est soudé un deuxième ballon contenant du sulfure de zinc, donne à celui-ci une luminosité aussi éclatante que lorsqu'il vient d'être exposé au soleil. Le verre qui forme la paroi de l'enceinte devient lui-même lumineux par phosphorescence.

Th. TOMMASINA. — Sur l'existence des rayons qui subissent la réflexion, dans le rayonnement émis par un mélange de chlorures de radium et de baryum. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 1299.

En observant, avec un électroscope Curie, l'effet produit par le rayonnement des chlorures de baryum et de radium, on constate une

action plus considérable lorsque la matière radioactive est placée au foyer d'un miroir métallique concave. L'auteur ayant pu éliminer le rayonnement direct du tube, ainsi que les rayons secondaires émis par la surface du miroir, en disposant un cylindre de fer dans la direction axiale du miroir, la zone efficace de ce dernier était réduite à une bande annulaire. Le bord du miroir était courbé en dehors de telle façon que les points qui pouvaient envoyer des rayons secondaires dans la direction de l'électroscope n'étaient pas exposés au rayonnement direct de la substance radioactive. Il semble résulter de ces expériences que quelques-uns des rayons émis par la substance subissent la réflexion.

Y. TARCHANOFF. — Lumière des bacilles phosphorescents de la mer Baltique. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 246.

L'émission de la lumière fournie par ces bacilles est intimement liée avec la consommation d'oxygène ; si le bouillon est au repos, la lumière apparaît seulement dans la couche superficielle ; l'agitation illumine la masse entière du liquide. La température la plus favorable est 7 à 8° centigrades ; mais le bacille luit encore vers — 6° ou — 7°, températures auxquelles le bouillon est congelé. Vers 34 et 35°, les bouillons s'éteignent, mais ils se rallument après le refroidissement. L'échauffement jusqu'à 50° fait disparaître à jamais la lumière des bacilles. Le bouillon injecté dans un animal à sang froid, une grenouille par exemple, rend celui-ci lumineux ; la luminosité dure jusqu'à destruction des bacilles par les éléments de défense de l'animal.

ALIX DE HEMPTINNE. — Influence des substances radioactives sur la luminescence des gaz. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 934.

En 1897 (1), l'auteur a démontré que la présence des rayons X facilite le passage de la décharge électrique dans les gaz. Il en est de même des substances radioactives. Ainsi un tube de 1 mètre de long, de $0^{m},03$ de diamètre, contenant de l'air à la pression de 10 millimètres, soumis à l'action d'une plaque en communication avec l'un des pôles de l'excitateur d'un appareil Tesla, apparaît

(1) *C. R.*, t. CXXV, p. 428.

lumineux. En l'éloignant de la plaque, les lueurs s'affaiblissent et finalement s'éteignent. Si, après cela, on approche de la substance radioactive, on voit apparaître, dans son voisinage, une lueur jaunâtre qui se déplace avec elle.

W. DE NICOLAIEVE. — Sur une nouvelle réaction entre les tubes électrostatiques et les isolateurs. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 1293.

Description de quatre expériences qui mettent en évidence une réaction spéciale existant dans le sein des électrolytes pendant le passage du courant. Les tubes du champ électrostatique créé par le courant coïncident avec les lignes du courant; par suite, les matières isolantes, qui sont diélectriques pour les tubes du champ ordinaire, se comportent dans les électrolytes comme des substances diélectriques dépourvues de perméabilité électrique.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL. — Sur l'observation de l'éclipse annulaire de soleil du 11 novembre 1901. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 1180.

Parmi les observations de M. de La Baume-Pluvinel, la photographie du spectre de la lumière solaire rasant le bord de la lune ne décèle aucun phénomène d'absorption attribuable à la présence d'une atmosphère lunaire; s'il existe autour de la lune une couche gazeuse, elle doit être d'une rareté extrême.

BIRKELAND. — Les taches du soleil et les planètes. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 726.

Il résulte des recherches de M. Birkeland qu'il n'existe aucune relation entre la période undécennale des taches solaires et celle du mouvement des planètes.

J. DE KOWALSKI et JEAN DE MODZELEWSKI. — Sur les indices de réfraction des mélanges des liquides. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 33.

Les recherches de James-C. Philip (1), de Coolidge (2) ont démontré qu'il n'existe pas de relation simple entre la constante dié-

(1) *Zeitschrift für phys. Chemie*, vol. XXIV.
(2) *Wiedman Annales*, vol. LXIX, p. 149.

lectrique d'un mélange et les constantes diélectriques de chaque corps pris séparément. Les relations où on remplace k par n^2 et qui ont les formes :

$$100 \frac{N_1 - 1}{d} = p_1 \frac{n_1 - 1}{d_1} + (100 - p_1) \frac{n_2 - 1}{d_2}$$

$$\frac{100}{d} \cdot \frac{N_2^2 - 1}{N_2^2 + 2} = \frac{p_1}{d_1} \cdot \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} + \frac{100 - p_1}{d_2} \cdot \frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2}$$

se vérifient au contraire dans les cas de mélanges d'alcool éthylique et de benzine, ou d'alcool éthylique et de toluol, ou de chloroforme et d'éther. Les auteurs expliquent les différences présentées par les constantes diélectriques et par les indices en admettant que l'absorption dans l'infra-rouge change dans le mélange d'une manière irrégulière avec la longueur d'onde. Cette hypothèse est d'accord avec les faits mis en évidence par les études cryoscopiques.

A. LAFAY. — Sur une application de la chambre claire de Govi à la réalisation d'un appareil vérificateur des règles et des plans. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 920.

Si on regarde un point lumineux à travers un prisme de Govi, l'expérience et une construction géométrique simple montrent qu'on observe quatre images, excepté dans le cas où le point lumineux est contenu dans le plan diagonal suivant lequel le cube est séparé en deux. Cette propriété permet de fixer un plan défini optiquement par un collimateur et une lunette et, en se servant d'un prisme de Govi pour parcourir ce plan, de contrôler des règles et des plans à l'aide d'un appareil palpeur invariablement lié au prisme de Govi. On peut être assuré que le prisme de Govi ne s'écarte pas de plus de $\frac{1}{100}$ de millimètre de la direction suivant laquelle sa face diagonale doit se mouvoir.

A. LAFAY. — Sur l'application de la chambre claire de Govi à la construction d'un comparateur pour règles-étalons à bouts. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 867.

Avec la chambre claire de Govi éclairée sur l'une de ses faces, on peut faire interférer les faisceaux de lumière qui sont réfléchis sur le plan diagonal du cube et qui sont ramenés dans une direction commune après réflexion sur des surfaces polies. Si l'une de ces

surfaces est un plan, l'autre une surface convexe, on perçoit des anneaux dans le champ du microscope de visée. L'anneau central est réduit à une tache noire, lorsqu'il y a contact entre le miroir plan et l'image virtuelle de la surface convexe fournie par la réflexion sur le plan diagonal du cube. Cette position représente un repaire auquel on peut toujours ramener l'extrémité convexe d'une broche. Deux cubes de Govi peuvent ainsi servir à repérer les deux extrémités d'une broche et constituer les accessoires essentiels d'un comparateur.

L. DECOMBE. — Sur la continuité des spectres dus aux solides et aux liquides incandescents. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 282.

On peut imaginer que chaque molécule matérielle est constituée par l'assemblage de particules dont chacune émet une seule radiation de période bien déterminée; dans le cas des liquides et des solides, toutes les molécules enfermées dans la masse sont influencées de la même façon par les molécules du voisinage, et elles émettent les mêmes radiations. Les molécules de la surface, au contraire, sont influencées différemment par les molécules voisines, et elles émettent des radiations très différentes, qui suffisent à assurer la continuité du spectre. Cette manière de voir n'est pas en désaccord avec l'existence d'une discontinuité dans le spectre gazeux, à cause de l'absence d'une couche superficielle. Avec de telles considérations, on peut même obtenir, pour la valeur de l'intervalle moléculaire, une limite inférieure de l'ordre de grandeur de celle obtenue par M. Lippmann (1) ou par sir W. Thomson (2).

R. DONGIER.

---

(1) *C. R.*, 1882; — *J. de Phys.*, 2e série t. II, p. 113; 1883.
(2) *Conférences scientifiques*, p. 141. Paris, Gauthier-Villars.

MAI 1903.

TABLE DES MATIÈRES

MAI 1903.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — JUIN 1903.

(*Clos le 15 Mai.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE.

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à **M. Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.. . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.
Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

LA COHÉSION DIÉLECTRIQUE DES GAZ;

Par M. E. BOUTY [1].

HISTORIQUE.

1. Pour caractériser pleinement un gaz au point de vue de ses propriétés diélectriques, il ne suffit évidemment pas d'avoir mesuré sa constante diélectrique. Il faut encore connaître les limites entre lesquelles le pouvoir diélectrique peut subsister.

En 1837, Faraday [2] écrivait déjà : « Tous les effets qui précèdent la décharge sont inductifs; et le degré de tension nécessaire pour que l'étincelle passe est, au point de vue où j'envisage l'induction, un point très important. C'est la limite de l'influence que le diélectrique exerce pour résister à la décharge. C'est donc une mesure du pouvoir conservateur du diélectrique, qui, à son tour, peut être considéré comme une mesure et une représentation des forces électriques en activité. »

Faraday [3] fut ainsi conduit à comparer les divers gaz au point de vue des distances explosives. A cet effet, il employait deux micromètres à boules qu'il plaçait, en dérivation, l'un à l'air libre, l'autre dans une cloche contenant le gaz à étudier, soit à la pression ordinaire, soit à basse pression. Il écartait les boules placées dans l'air jusqu'à ce que la décharge passât indifféremment dans l'un ou l'autre micromètre. Plus le gaz de la cloche est susceptible d'isoler une charge considérable, c'est-à-dire plus est grand le champ que peut supporter le gaz sans livrer passage à l'étincelle, plus les boules placées à l'air doivent être écartées.

En vertu de circonstances accessoires parmi lesquelles Faraday [4] signale déjà l'influence des poussières, l'électrisation irrégulière des parois de la cloche à gaz, l'effet d'étincelles antérieures, l'expé-

---

[1] Ce mémoire développe et remplace, au point de vue des *résultats définitifs corrigés et des conclusions*, les notes suivantes aux *C. R. de l'Académie des Sciences de* 1899 *à* 1903 : *Sur la cohésion diélectrique des gaz raréfiés*, t. CXXIX, p. 204 ; 1899 ; — *Sur la cohésion diélectrique des gaz*, t. CXXXI, p. 443 ; 1900 ; — t. CXXXIII, p. 213 ; 1901 ; — et t. CXXXVI, p. 40 ; 1903 ; — *Cohésion diélectrique et champs explosifs*, t. CXXXI, p. 469 ; 1900.

[2] Faraday, *Exp. Res.*, série XII, § 1342.

[3] *Ibid.*, § 1381 à 1393.

[4] *Ibid.*, § 1391 et 1392.

rience ne comporte qu'une précision fort médiocre. Toutefois Faraday classe les gaz dans l'ordre suivant, du moins isolant au plus isolant :

Hydrogène, gaz d'éclairage, oxygène, azote, acide carbonique, éthylène, acide chlorhydrique.

2. Comme Faraday, Maxwell (1) attache au pouvoir d'isolement des gaz une importance capitale. D'après lui, un gaz ne peut livrer passage à la décharge électrique que si le champ électrostatique auquel il est soumis dépasse une certaine limite critique. Cette valeur critique du champ mesure une qualité du gaz que Maxwell désigne sous le nom de *electrical strength.*

Malheureusement les meilleures expériences sur les distances explosives présentent entre elles des divergences telles que M. J.-J. Thomson (2), dans un livre remarquable où les propriétés électriques des gaz sont examinées en détail et auquel je renvoie le lecteur, semble tout prêt à abandonner la notion de l'*electrical strength* comme par trop éloignée des réalités expérimentales.

Il y a cependant lieu d'examiner si les complications que l'on observe ne tiennent pas, au moins en partie, aux conditions spéciales à la production de l'étincelle électrique. Des recherches récentes, notamment celles de MM. Schuster et Hemsalech (3), établissent que l'étincelle a une constitution fort complexe, variable avec la nature des électrodes, la capacité et la self-induction du circuit. Les raies du métal des électrodes apparaissent conjointement avec celles du gaz, et dans des proportions différentes soit dans le trait de feu, soit dans l'auréole. On conçoit que la différence de potentiel nécessaire pour provoquer l'étincelle reflète, en quelque manière, toutes ces complications.

3. Dans un mémoire récent (4), j'ai établi que, quand un tube à gaz sans électrodes est placé dans un champ électrique uniforme, entre les armatures d'un condensateur, il y a une valeur critique du champ au-dessous de laquelle le gaz isole, tandis que, pour toute valeur supérieure, le gaz livre passage à l'électricité. J'avais proposé

(1) MAXWELL, *Traité d'électricité et de magnétisme*, t. I, § 51.

(2) J.-J. THOMSON, *Recent Researches on Electricity and Magnetism*, ch. II, § 46 à 48.

(3) Voir HEMSALECH, *Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles*, thèse de la Faculté de Paris, 1901.

(4) E. BOUTY, *les Gaz raréfiés sont-ils des électrolytes?* (*J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 10 ; 1900).

de prendre ce champ pour mesure de ce que j'ai appelé la *cohésion diélectrique* du gaz.

L'idée que j'avais voulu traduire par cette expression nouvelle est, on le voit, identique à celle que Faraday et Maxwell attachaient à l'*electrical strength*. Cohésion diélectrique est donc le synonyme français de *electrical strength* et de l'allemand *elektrische Festigkeit*, à cela près que mes expériences se rapportent non au passage de l'étincelle, mais à celui de l'effluve. Exemptes des causes de complication qu'entraîne l'usage d'électrodes métalliques, elles peuvent, toutefois, en présenter de nouvelles, liées aux propriétés électriques de la paroi isolante. Il sera nécessaire d'étudier de très près l'influence de cette paroi.

L'effluve a jusqu'ici beaucoup moins préoccupé les physiciens que l'étincelle. Ses propriétés physiques sont pour ainsi dire inconnues. On sait seulement que les chimistes demandent à l'effluve des réactions spéciales que l'étincelle ne saurait produire, sans doute à cause des températures élevées que celle-ci développe sur son trajet.

L'objet du mémoire actuel est une première étude des lois qui régissent la cohésion diélectrique et la production de l'effluve.

CHAPITRE I.

MÉTHODES ET APPAREILS DE MESURE.

4. Le ballon plat contenant le gaz sur lequel j'opère peut venir s'insérer, sans les toucher, entre les armatures d'un condensateur à plateaux métalliques, séparés par des cales isolantes. Il n'occupe que la partie centrale, où le champ peut être considéré comme très sensiblement uniforme(¹).

Le procédé le plus commode pour reconnaître si de l'électricité traverse le gaz du ballon, quand on charge ou quand on décharge le condensateur, consiste dans l'observation de la lueur d'effluve. Cette observation, qui peut rendre les plus précieux services et dont j'ai fait largement usage, serait cependant insuffisante, si elle n'était con-

(¹) La distance des armatures aux parois du ballon doit être suffisante pour que l'air à la pression atmosphérique, situé dans l'intervalle, ne livre jamais passage à de l'électricité, même quand le champ critique, relatif au gaz raréfié du ballon, se trouve assez largement dépassé. En général, 2 à 4 millimètres suffisent.

trôlée par des méthodes purement électriques d'observation; car, tout au moins depuis la découverte des rayons X et des rayons de Becquerel, on sait que de l'électricité peut, dans certaines conditions, traverser un gaz sans l'illuminer. D'ailleurs les lueurs d'effluve sont plus ou moins brillantes suivant la nature du gaz, et quelquefois peuvent se trouver trop faibles pour impressionner sûrement la rétine.

5. Les méthodes électriques que j'ai employées reviennent toujours à reconnaître si la présence du ballon à gaz modifie ou non la capacité du condensateur entre les plateaux duquel on le place. Si la cohésion diélectrique est vaincue et qu'une quantité quelconque d'électricité traverse le gaz du ballon pour se rendre sur les parois internes, tout se passe comme si un corps conducteur de volume égal au volume intérieur du ballon était placé entre les armatures, et la capacité du condensateur augmente. C'est cette augmentation qu'il s'agit de constater.

6. *Condensateur.* — Le condensateur doit avoir une capacité parfaitement définie et invariable, mais qu'il est inutile de connaître exactement. Il est formé de deux plateaux circulaires munis de godets à mercure qui servent pour la charge et la décharge. Le plateau inférieur, de diamètre un peu plus grand, déborde, et les godets sont placés près des bords.

Ces godets ne sont pas entièrement pleins de mercure. La charge et la décharge, effectuées à l'aide de tiges T, T′ en relation avec les sources ou avec le circuit de décharge, se produisent ainsi *par l'intérieur des conducteurs*, dans une région où la densité électrique est sensiblement nulle. Les changements accidentels de forme du ménisque, à l'instant où les tiges T, T′ pénètrent dans les godets ou les abandonnent, ne peuvent donc modifier la capacité du condensateur [1].

Dans les expériences où l'on veut observer des effluves, on pourrait être induit en erreur par de la lumière réfléchie provenant des étincelles de charge, si on n'avait la précaution d'environner l'extrémité des tiges T, T′ par des sortes d'éteignoirs en ébonite, de diamètre supérieur à celui des godets qu'ils viennent recouvrir avant que l'étincelle n'éclate.

---

[1] Cette précaution est absolument indispensable. Si on la néglige, on s'expose à n'obtenir que des résultats incohérents.

Le condensateur est placé à l'intérieur d'une grande boîte en laiton en communication avec le sol. Les tiges T, T′, soigneusement isolées, sont manœuvrées de l'extérieur par un système automatique. La boîte de laiton est portée par un chariot roulant sur des rails de bois. Une ouverture ménagée pour laisser passer le ballon sert aussi pour l'observation des effluves. En ce cas, la salle doit être dans l'obscurité la plus complète ; l'œil, placé au voisinage de l'orifice et préalablement habitué à l'obscurité, parvient alors à discerner des lueurs extraordinairement faibles.

7. *Tubes à gaz.* — Le ballon sur lequel on opère est mastiqué ou soudé à l'extrémité d'un tube à robinets qui permet de mettre le ballon en relation soit avec le générateur de gaz, soit avec la pompe à mercure ou avec les appareils destinés à la mesure de la pression.

8. *Mesure de la pression.* — Pour mesurer la pression, je fais usage, suivant le cas, d'un double baromètre de M. Leduc, observé au cathétomètre, ou d'une jauge de Mac-Leod. Ces deux appareils ont été construits par M. Chabaud.

L'étude de la jauge m'a prouvé que, quand le gaz est rigoureusement sec, il n'y a aucune erreur systématique provenant de la graduation. La valeur calculée de la pression demeure la même à moins de un millième de millimètre près, quelle que soit la division de la jauge à laquelle on fait affleurer le mercure (1).

La comparaison du baromètre et de la jauge, dans les limites où l'on peut employer simultanément les deux appareils, n'a révélé non plus aucune différence systématique. On peut admettre respectivement un vingtième et un millième de millimètre comme limites d'exactitude des mesures. Rappelons d'ailleurs que les mesures à la jauge supposent la loi de Mariotte correcte dans les limites des observations.

9. *Source d'électricité.* — Comme source d'électricité, j'ai toujours employé de petits accumulateurs genre Planté, construits au laboratoire. La batterie comprend actuellement 169 boîtes, chacune de 45 accumulateurs, donnant, suivant l'état de charge, une force électromotrice disponible de 15000 à 16500 volts. Pour charger les boîtes, on les met en parallèle sur le réseau du secteur. Un commutateur à

(1) Il n'en est plus de même si le gaz contient la moindre trace d'humidité. Il peut arriver alors que, par la compression, la vapeur devienne saturante dans la jauge ; la pression mesurée est, en ce cas, d'autant plus faible qu'on a réduit davantage le volume initial.

godets de mercure noyés dans de la paraffine permet d'opérer sans danger tous les groupages. L'une des boîtes est divisée en trois parties. On peut donc faire varier le voltage par accroissements de 33 volts environ. Il est prudent de placer dans le circuit une très grande résistance liquide.

10. *Mesure de la différence de potentiel.* — La différence de potentiel fournie par ces petits accumulateurs varie très régulièrement en proportion de leur nombre. Pour la mesurer, je fractionne la batterie autant qu'il est nécessaire, et je fais usage de voltmètres électrostatiques de M. Carpentier, gradués de 1500 à 3000 volts. Cet étalonnage de la batterie est effectué immédiatement après chaque mesure de champ critique.

11. *Mesure du champ.* — Dans la région qui sera occupée par le ballon à gaz, le champ électrique s'écarte peu de la valeur limite, obtenue en divisant la différence de potentiel des plateaux par leur distance. Ce dernier élément se mesure avec une exactitude suffisante en déterminant, à l'aide d'un bon palmer, l'épaisseur des cales d'ébonite qui supportent le plateau supérieur.

12. *Effets des bords du condensateur.* — La valeur du champ que nous adoptons ne serait rigoureusement correcte que si la distance d des plateaux était infiniment petite par rapport à leur distance D. Or, dans mes expériences, le rapport $\frac{d}{D}$ a varié de 0,094 à 0,203. Le champ doit donc être un peu plus intense au voisinage immédiat des plateaux qu'au milieu de leur distance. Le champ moyen dans l'espace occupé par le ballon sera un peu inférieur au champ limite.

Tout calcul, à cet égard, m'ayant paru illusoire, je me suis borné a fixer l'ordre de grandeur de la correction par l'expérience suivante : Un même ballon de $2^{cm},4$ d'épaisseur maximum a été employé avec deux condensateurs dont les plateaux étaient à une même distance de 3 centimètres, mais dont les diamètres étaient respectivement de 16 et de 32 centimètres. Avec le grand condensateur $\left(\frac{d}{D} = 0{,}094\right)$, les champs critiques ont paru réduits de 3,5 0/0 par rapport aux champs critiques évalués avec le petit $\left(\frac{d}{D} = 0{,}188\right)$.

13. *Influence de la paroi sur le champ intérieur.* — Le champ C′ évalué hors de la présence du ballon n'est pas rigoureusement égal au champ C qui agira sur le gaz en expérience, même si

la paroi du ballon est un diélectrique parfait. Si l'on supposait ce diélectrique limité intérieurement et extérieurement par deux sphères concentriques, le champ C serait constant, mais inférieur au champ C'. Quand l'épaisseur e des parois est petite par rapport au rayon R, le facteur de réduction $\frac{C}{C'}$ peut se mettre sous la forme (¹) :

$$\frac{C}{C'} = \frac{1}{1 + 2\frac{e}{R}\frac{(k-1)^2}{3k}};$$

k est la constante diélectrique de la matière du ballon. Supposons-la égale à 2,25, carré de l'indice du verre. On a alors :

$$\frac{C}{C'} = \frac{1}{1 + 0{,}463\frac{e}{R}};$$

en faisant $\frac{e}{R}$ égal successivement à $\frac{1}{30}$, $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{10}$, on trouve que la correction atteint respectivement 1,5, 3 ou 4,5 0/0.

Toutefois on ne peut songer à tenter une telle correction, car, si, d'une part, on ne connaît pas la valeur exacte de la constante diélectrique à adopter, d'autre part on peut encore bien moins considérer la forme du diélectrique solide comme géométriquement définie. Non seulement le champ à l'intérieur du ballon ne peut être connu à 1 0/0 près, mais on n'a même pas le droit de considérer ce champ comme rigoureusement uniforme : le champ critique pourra être très légèrement dépassé dans une région du ballon avant d'être atteint dans une autre. Il doit en résulter, et l'on constate effectivement qu'il en résulte parfois, au voisinage de la paroi, des effluves locales et partielles, précédant et annonçant de très près l'effluve uniforme qui intéresse la masse entière du gaz. Au lieu d'un champ critique réduit à un point, il y aura donc une sorte de zone critique embrassant une variation petite, mais appréciable, du champ.

On atténue ces inconvénients en faisant usage de ballons aussi réguliers que possible et dont les parois, qui doivent supporter, sans se déformer sensiblement, la pression atmosphérique extérieure, aient la plus petite épaisseur compatible avec cette condition.

Au reste, la double cause d'erreur provenant de l'effet des bords

(¹) Voir MASCART, *Traité d'électricité*, t. I, p. 118.

du condensateur et de l'action diélectrique des parois est sans influence sur *les mesures comparatives effectuées avec le même condensateur et le même ballon*, dans une situation relative invariable. L'ignorance de la valeur précise du facteur de correction ne sera donc pas un obstacle à la découverte des lois qu'il nous importe le plus de connaître.

14. *Comparaison des capacités.* — Les capacités de mes condensateurs sont de l'ordre du cent millième de microfarad. Si l'on décharge le condensateur sur un microfarad auxiliaire, la différence de potentiel s'abaissera de quelques milliers de volts à quelques centièmes de volt, et l'on se trouvera dans les conditions convenables pour l'emploi de l'électromètre capillaire.

La charge reçue par le microfarad est pratiquement égale à celle que possédait le condensateur. On pourrait l'évaluer par une méthode balistique, dont j'ai quelquefois fait usage au début de ces recherches; mais il est préférable, à tous égards, d'avoir recours à une méthode de zéro.

A cet effet, on charge d'avance le microfarad M en sens contraire du condensateur A de l'expérience à l'aide d'une dérivation convenable prise sur le circuit d'un élément Daniell. Par quelques tâtonnements, on arrive à régler la dérivation de telle sorte que, le ballon étant éloigné du condensateur A, la décharge de M laisse l'électromètre au zéro. Donnant alors à M la même charge que dans l'expérience précédente, on charge A en présence du ballon; on ramène le chariot en arrière et on décharge A sur M. Déchargeant enfin M sur l'électromètre, on constate que le mercure reste au zéro ou est chassé hors du champ, suivant que la capacité du condensateur A est demeurée invariable ou qu'elle a augmenté, c'est-à-dire suivant que le champ employé était inférieur ou supérieur au champ critique qu'il s'agit de déterminer.

15. *Complications amenées par la paroi. — Lueurs d'effluve.* — Normalement, quand le champ critique est dépassé, et que l'on décharge le condensateur A en présence du ballon, les électricités contraires libérées sur les parois de verre au moment de la charge se recombinent, et ces parois, aussi bien que les armatures du condensateur, retournent à l'état neutre. L'expérience montre toutefois qu'il n'en est ainsi que si le champ critique a été *largement dépassé*. Dans le cas contraire, les parois du ballon retiennent, avec une énergie parfois surprenante, les charges libérées à leur surface. Alors,

quand on essaie de décharger le condensateur A en présence du ballon, le condensateur ne perd que la charge normale correspondant à sa capacité primitive : l'excès d'électricité appelé sur les armatures par l'influence des charges libérées est retenu par la même influence. Si donc on négligeait de ramener le condensateur A en arrière pour le décharger, l'électromètre demeurerait au zéro et on aurait dépassé le champ critique sans s'en apercevoir. L'erreur serait particulièrement grave aux pressions très basses, et l'on pourrait être conduit à attribuer au champ critique une valeur très supérieure à sa valeur normale.

Si l'on observe les lueurs d'effluve, on constate, dans ces conditions, que le gaz, qui s'est illuminé plus ou moins faiblement à l'instant de la charge du condensateur, reste parfaitement obscur à la décharge. Au contraire, quand le champ critique est largement dépassé, les lueurs de charge et de décharge sont à peu près également brillantes.

Ces lueurs remplissent entièrement le ballon. Elles ont l'apparence et la durée d'un éclair (1). Le passage de l'électricité à travers le gaz est donc un phénomène instantané; par suite, il est vraisemblable que la constante diélectrique qu'il faudrait attribuer au ballon, pour le calcul de la correction des champs, coïnciderait bien avec le carré de l'indice, comme nous l'avons supposé ci-dessus.

16. *Méthode des résidus.* — L'adhérence des charges aux parois, au voisinage immédiat du champ critique, est un phénomène si régulier qu'on en peut tirer une excellente méthode pour la détermination des champs critiques. Cette méthode consiste à charger le condensateur A en présence du ballon, à le mettre en court-circuit dans la même situation, enfin à le ramener en arrière et à le décharger

(1) Parfois, au voisinage immédiat du champ critique, la lueur d'effluve est en retard d'une manière très appréciable par rapport à l'étincelle de charge. La valeur du champ intérieur au ballon, pour un champ extérieur fixe, est donc susceptible de varier légèrement avec le temps, c'est-à-dire que le verre du ballon ne peut être assimilé à un diélectrique parfait.

Le retard d'effluve donne la clé d'un phénomène bizarre qui m'avait vivement surpris au début de ces recherches. Si l'on déchargeait le condensateur A sur le microfarad en présence du ballon, il arrivait parfois que la capacité de A, au voisinage immédiat du champ critique, paraissait être diminuée au lieu d'être augmentée. Si, en effet, il se produit un retard d'effluve, le condensateur A ne reçoit que sa charge normale Q ; à l'instant où l'effluve se produit, A étant déjà séparé de la source, une quantité d'électricité $-q$ traverse le gaz du ballon et demeure adhérente aux parois. Elle maintient sur les armatures de A une charge $+q$, et le microfarad ne reçoit que $Q-q$ au lieu de Q.

sur le microfarad M. Si le champ critique n'a pas été atteint, A a été entièrement déchargé du premier coup : il ne peut rien céder par une seconde décharge; mais, si le champ critique a été légèrement dépassé, la charge résiduelle maintenue sur A en présence du ballon redevient libre dès qu'on ramène A en arrière; le microfarad se charge et l'électromètre dévie.

Cette méthode des résidus fournit des résultats très nets, et parfaitement d'accord avec ceux que l'on obtient par la comparaison des capacités.

17. *Méthode des effluves.* — Cette dernière méthode n'a besoin d'aucun commentaire. *A priori*, elle pourrait conduire à des valeurs trop fortes du champ critique, jamais à des valeurs trop faibles.

L'expérience m'a montré qu'avec la plupart des gaz le procédé d'observation des effluves est au moins aussi sensible que les méthodes électriques, et qu'il fournit pour le champ critique des valeurs absolument correctes, *pourvu que l'épaisseur de la couche gazeuse emprisonnée par le ballon soit suffisante.*

18. *Précautions indispensables.* — Quand on fait usage des méthodes électriques, il est indispensable que les parois du ballon soient dépourvues de toute trace de conductibilité. Il faut pour cela que le gaz introduit dans le ballon soit sec, mais surtout que la surface externe du diélectrique soit protégée contre les moindres traces d'humidité. Des capsules pleines d'acide sulfurique concentré maintiennent autour du condensateur A une atmosphère très sèche. D'ailleurs la surface extérieure du ballon est recouverte d'une mince couche de paraffine, qu'on fera bien de renouveler avant chaque mesure.

Le passage d'une première effluve à travers le gaz du ballon y produit une modification telle qu'une deuxième effluve le traverse ensuite bien plus facilement. Mais nous avons surtout à nous préoccuper de l'effet persistant des charges adhérentes aux parois de verre. Cet effet est de diminuer l'action du champ extérieur ou de l'augmenter, suivant que ce champ est de même sens ou de sens contraire à celui qui a déterminé le passage de la première effluve. Aussi, quand une effluve a passé, est-on certain d'en produire une plus intense en renversant aussitôt le sens de la charge du condensateur [1]. Si la

[1] On pourrait même abaisser considérablement la différence de potentiel correspondant à cette charge inverse, sans que l'effluve cessât d'être visible au moment de la charge. Dans certains cas, la différence de potentiel a pu ainsi être réduite presque à moitié.

première avait passé inaperçue, la seconde ne peut guère manquer d'être appréciable.

Il convient donc d'alterner les essais en commençant par des champs trop faibles et en renversant au moins une fois le sens de la charge du condensateur pour chaque différence de potentiel essayée.

Quand une mesure est acquise, on doit, avant d'en réaliser une autre, provoquer la disparition complète des charges adhérentes ou des modifications, plus ou moins durables, qu'elles produisent dans la couche superficielle interne du verre. Un repos prolongé, de vingt-quatre heures par exemple, est toujours suffisant. On abrège beaucoup ce délai en portant le ballon d'une manière prolongée à la température de 150°, ce qu'on fait en l'arrosant avec de la paraffine fondue, maintenue à cette température; on peut aussi faire le vide le plus complet possible à l'intérieur du ballon et laisser rentrer de nouveau le gaz. Grâce à ces précautions minutieuses, toute irrégularité des mesures est sûrement écartée; c'est-à-dire que deux mesures, réalisées avec le même gaz à la même pression, donneront des valeurs du champ critique égales à moins de 10 volts par centimètre près, ce qui, pour les plus hautes pressions employées dans mes mesures, correspond à une erreur relative de l'ordre de 1/250ᵉ. Si, pour gagner du temps, on vient à négliger ces précautions, il ne faudra pas être surpris de trouver parfois entre les mesures des écarts de l'ordre du 1/10ᵉ de leur valeur.

19. *Correction de température.* — Pour rendre les expériences rigoureusement comparables entre elles, il serait indispensable de les exécuter toutes à la même température.

En fait, la température du laboratoire ne s'est guère écartée de plus de quatre à cinq degrés de part ou d'autre de la température moyenne de 17° à laquelle je rapporte tous les résultats.

L'étude de l'influence de la température exige un dispositif spécial qui n'a pas encore été mis en œuvre. J'ai admis provisoirement que *la valeur du champ critique dépend seulement de la densité du gaz*, et j'ai réduit tous mes nombres à 17°, en réduisant la pression observée à ce qu'elle serait si le gaz était ramené à 17°. Cette correction s'est toujours montrée suffisante, c'est-à-dire qu'il m'a été impossible de mettre en évidence une erreur systématique quelconque pouvant être attribuée à l'effet de la température.

20. *Pureté des gaz.* — La pompe à mercure était disposée de façon que l'on pût recueillir les gaz extraits de l'appareil. Autant que

possible, on s'est astreint à vérifier la pureté de chaque gaz *à sa sortie*, pour se mettre à l'abri des fuites qui auraient pu se produire par les masticages ou les robinets, au cours d'expériences dont la durée moyenne était de quatre à cinq jours.

CHAPITRE II.

LOIS EXPÉRIMENTALES.

21. Quelle que soit la méthode de mesure employée, la fixation du champ critique aux pressions élevées présente peu de difficulté réelle.

Il n'en est pas de même aux pressions très basses : Dans une région d'étendue notable, on est en droit d'hésiter, tant sont faibles et irrégulières les variations de capacité ou les effluves que l'on observe. Tandis qu'à haute pression l'effluve acquiert toujours plus d'intensité quand on renverse le sens de la charge du condensateur après le passage d'une première effluve, il arrive généralement, à très basse pression, qu'une première effluve n'est suivie d'aucune autre, malgré les renversements de signe de la charge, à moins qu'on n'augmente très sensiblement la différence de potentiel des armatures du condensateur.

Les nombres publiés dans ce mémoire se rapportent à la plus faible différence de potentiel pour laquelle il a été possible d'observer quelque signe *certain* d'un passage d'électricité à travers le gaz, *pour si insignifiant et si fugitif qu'il ait pu être.*

22. J'indiquerai d'abord, à titre d'exemple, les résultats complets de quelques séries de mesures réalisées avec un ballon plat d'un peu moins de 9 centimètres de diamètre équatorial et de 5^{cm},6 d'épaisseur maximum. Elles ont été obtenues par la méthode des effluves.

La pression est évaluée en centimètres de mercure ; le champ, en volts par centimètre. Je rappelle que la valeur adoptée pour le champ est le quotient brut de la différence de potentiel des armatures du condensateur par leur distance, qui était ici de 6^{cm},5. Le diamètre des armatures était de 32 centimètres pour l'armature supérieure, de 35 centimètres pour l'armature inférieure.

La troisième colonne contient les valeurs du champ critique calculé à l'aide d'une formule empirique que je donne à la suite de chaque tableau.

23. *Hydrogène*. — Je choisirai, comme premier exemple, des mesures relatives à l'hydrogène.

Hydrogène (1).

Pression p	Champ critique y Observé	Champ critique y Calculé	Diff.
10,803	**2415**	**2434**	**+ 19**
10,444	2319	2359	+ 40
9,262	2149	2116	— 33
8,842	1979	2030	+ 51
6,984	1656	1646	— 10
5,749	1399	1390	— 9
4,607	**1149**	**1151**	**+ 2**
4,261	1102	1076	— 26
2,866	811	785	— 26
1,604	507	510	+ 3
0,859	316	335	+ 19
0,454	**210**	**223**	**+ 13**
0,366	192	200,5	+ 8,5
0,1123	106,5	108	+ 1,5
0,0863	**93,5**	**97**	**+ 3,5**
0,04511	96,3	82,7	— 13,6
0,02456	**113**	**102,5**	**— 10,5**
0,01765	158	150	— 8
0,01394	**204**	**211**	**+ 7**
0,00942	405	413	+ 8
0,00522	746	»	»
0,00297	900 ?	»	»

$$(1). \qquad y = 205\sqrt{p(p+2,25)} + \frac{0,034}{p^2}.$$

Les nombres imprimés en chiffres gras, dans ce tableau, ont été déterminés huit mois après les autres et avec toutes les précautions signalées à la fin du premier chapitre. La formule empirique (1) avait été déduite *exclusivement* des premières mesures. On voit qu'elle représente les dernières avec une approximation plus grande encore, puisque la différence des nombres calculés et observés n'atteint en moyenne, pour ces six mesures, qu'environ 9 volts, et que le plus grand écart ne dépasse pas 19. Un tel contrôle ne laissera pas de doute sur le degré de précision que peuvent comporter les mesures,

(1) Préparé par le zinc et l'acide chlorhydrique purs : à sa sortie de l'appareil, le gaz ne contenait pas de traces d'air appréciables par l'emploi de l'acide pyrogallique et de la potasse.

non plus que sur la fidélité avec laquelle la formule les représente.

24. La formule (1) comprend deux termes. Le premier, de forme hyperbolique, prépondérant aux pressions élevées, est déjà seul à considérer aux pressions supérieures à 1 millimètre de mercure ($0^{cm},1$), la valeur de l'autre terme tombant désormais au-dessous de la limite des erreurs d'observation.

L'hyperbole

$$y = 205 \sqrt{p(p+2,25)}$$

admet pour asymptote la droite

$$(1\ bis) \qquad y = 253 + 205p.$$

A la pression de $10^{cm},803$, la plus haute que j'aie employée, la différence des ordonnées de l'asymptote et de la courbe n'est déjà plus que de 34 volts, c'est-à-dire que, dans cette région, la variation du champ critique peut être considérée comme à peu près linéaire. Il est vraisemblable que la formule (1 *bis*) continuerait à s'appliquer pour des pressions beaucoup plus élevées, de l'ordre d'une atmosphère, par exemple.

Le terme hyperbolique tend vers zéro quand la pression décroît indéfiniment. Le terme, en raison inverse du carré de la pression, croît au contraire avec une rapidité extrême. Le champ critique présente donc un minimum qui, d'après les observations, serait voisin de 90 volts et, d'après la formule, de 80 volts par centimètre; mais, avec ces petites différences de potentiel, la lumière émise est si faible, la quantité d'électricité qui passe est si petite que les observations peuvent bien comporter une erreur systématique par excès de l'ordre de la différence (10 volts par centimètre).

Au dessous de 1/10e de millimètre de mercure, l'accroissement du champ critique est décidément plus faible que ne l'indiquerait la formule et, bientôt après, très lent. C'est une particularité qui se présente parfois dans les expériences à basse pression et sur laquelle nous aurons à revenir.

25. *Résultats relatifs à l'air sec* (1).

---

(1) Les chiffres gras ont la même signification que dans le tableau précédent.

Air.

Pression	Champ critique Observé	Champ critique Calculé	Différence
4,837	**2299**	**2302**	— 3
4,801	**2282**	**2286**	— 4
4,571	2200	2189	— 11
4,100	1981	1990	+ 9
4,071	1974	1988	+ 4
3,461	1688	1719	+ 30
3,032	1542	1536	— 6
2,902	1480	1480	— 0
2,245	1209	1199	— 10
1,657	953	943	— 10
1,221	748	750	+ 2
0,897	591	602	+ 11
0,658	466	489	+ 23
0,488	382	401	+ 19
0,281	253	291	+ 38
0,1509	206	208	+ 2
0,0866	155	160	+ 5
0,04791	152	128	— 24
0,02552	129	116	— 13
0,01365	130	120	— 10
0,00777	184	152	— 32
0,00417	250	233	— 17
0,00233	330	384	+ 54
0,00128	675	674	— 1
0,000692	1226	1226	0

Formule :

(2) $$y = 419\sqrt{p(p+1,4)} + \frac{0,84}{p}.$$

Asymptote :

(2 *bis*) $$y = 293,5 + 419p.$$

La formule empirique comprend toujours deux termes. Le terme hyperbolique, prépondérant aux hautes pressions, est seul efficace à partir de 3 ou 4 millimètres de mercure ; à la pression de $4^{cm},571$, l'écart de l'hyperbole et de son asymptote n'est déjà plus que de 20 volts par centimètre, c'est-à-dire que la variation du champ critique est déjà presque linéaire.

Le terme prépondérant aux basses pressions est en raison inverse de la pression, et l'application de la formule est encore correcte pour des pressions de l'ordre de 1/200e de millimètre.

Comme pour l'hydrogène, le minimum des nombres observés est légèrement supérieur au minimum calculé par la formule empirique.

26. *Acide carbonique.* — Avec ce gaz, les lueurs d'effluve sont particulièrement brillantes.

Acide carbonique (1).

Pression	Champ critique Observé	Calculé	Diff.
5,279	2385	2429	+ 44
4,610	2181	2148	— 33
4,081	1908	1926	+ 18
3,027	1445	1484	+ 39
2,259	1121	1159	+ 38
1,661	983	906	— 77
0,939	694	596	— 98
0,515	439	405	— 34
0,163	239	227	— 14
0,0654	161	161	0
0,0255	117	122	+ 5
0,0100	107	105	— 2
0,00807	108	104	— 4
0,00450	125	111	— 14
0,00224	149,5	183	+ 33,5
0,00100	575	594	+ 19

Il est assez difficile d'embrasser l'ensemble des nombres de ce tableau dans une formule empirique unique. Celle qui a servi au calcul de la troisième colonne est :

$$(3) \qquad y = 62 + 418\sqrt{p(p+0,8)} + \frac{0,00052}{p^2}.$$

L'asymptote est :

$$(3\ bis) \qquad y = 229 + 418p.$$

La formule (3), correcte pour les pressions supérieures à $2^{cm},5$ ou inférieures à $0^{cm},5$, donne, dans l'intervalle, des résultats systématiquement trop faibles.

Le coefficient angulaire de l'asymptote peut être considéré comme au moins aussi bien déterminé que dans le cas de l'air ou de l'hydrogène, car, à la pression de $5^{cm},279$, l'écart de la courbe et de son asymptote n'est déjà plus que de 7 volts par centimètre.

De même la forme du terme prépondérant aux basses pressions

(1) A sa sortie de l'appareil, le gaz est complètement absorbable par la potasse, à un résidu près voisin de $\frac{1}{500}$.

n'est pas douteuse. Ce terme est en $\frac{1}{p^2}$ et son coefficient n'est que le sixième de celui qui convient à l'hydrogène.

27. En général, il m'a paru sans intérêt d'opérer à des pressions notablement inférieures à un centième de millimètre, d'une part parce que l'erreur relative commise sur la valeur de la pression est désormais trop considérable, d'autre part parce que la pureté du gaz sur lequel on opère devient, à partir de là, trop douteuse, eu égard aux traces de gaz étrangers dégagés par les parois du ballon ou par la trompe (nécessairement munie de son tube desséchant) (1). Il faudrait aussi tenir compte des vapeurs de mercure, dont la pression maximum finirait par être comparable à la pression du gaz étudié.

28. En dehors des trois gaz : air, hydrogène et acide carbonique, j'ai encore expérimenté sur un assez grand nombre de gaz ou de vapeurs, dont je réserve l'étude détaillée pour un autre mémoire. Je me bornerai à dire que les champs critiques ont *toujours* pu être représentés, au même degré d'approximation et dans les mêmes limites, par des formules empiriques analogues aux précédentes, c'est-à-dire rentrant dans le type général :

$$y = a + b\sqrt{p(p+c)} + \frac{l}{p} + \frac{n}{p^2}; \tag{4}$$

asymptote :

$$y = a + \frac{bc}{2} + bp$$
$$= A + bp;$$

le coefficient a est souvent nul, au moins avec les disques gazeux épais ; l'un des coefficients l ou n est nul.

Il faut d'ailleurs se garder d'attribuer une importance égale à tous les coefficients que l'on peut être amené à introduire dans les formules empiriques pour rapprocher le plus possible l'allure des nombres calculés et observés. Les expériences dont il me reste à rendre compte ont précisément pour but de rechercher l'importance relative et la signification physique des divers coefficients.

(1) Le jeu de la pompe et de la trompe à mercure introduit incessamment des traces de vapeur d'eau que le mercure va puiser au dehors et cède aux parois, qui l'abandonnent ensuite lentement dans le vide. Dans une série d'expériences où le tube desséchant avait été supprimé, il a été *impossible* de faire le vide avec la trompe à plus de $\frac{1}{200}$ de millimètre près.

29. Je m'appuierai surtout sur les expériences relatives à l'air et à l'hydrogène, parce qu'elles ont été particulièrement nombreuses et variées. Échelonnées sur une période de quatre années, elles ont été exécutées par des méthodes diverses et sur des ballons de verre d'épaisseurs et même de formes très différentes. Malheureusement les précautions indispensables pour obtenir des résultats parfaitement corrects n'ont été découvertes et appliquées que successivement ; les séries d'expériences que j'ai pu utiliser d'une manière complète sont donc encore assez restreintes.

Dans les plus anciennes observations, exécutées par la comparaison des capacités électriques, on n'avait pas songé à ramener le condensateur en arrière pour le décharger sur le microfarad. On a expliqué, au chapitre Ier (§ 15), qu'il devait en résulter des valeurs trop grandes pour les champs critiques. Cette cause d'erreur affecte malheureusement tous les nombres que j'ai publiés en 1900 (1). Ce que l'on mesurait en réalité à cette époque, c'est la valeur minimum du champ à partir duquel l'effluve se produit aussi bien à la décharge qu'à la charge du condensateur : c'est ce qu'on peut appeler le *champ de réversibilité de l'effluve*. En dehors de la région voisine du minimum, ce champ paraît lié au champ critique par une relation de simple proportionnalité, le coefficient de réduction étant voisin de $\frac{1}{1,2}$ pour les hautes pressions et de $\frac{1}{2}$ pour les pressions très basses.

Il résulte de cette proportionnalité approchée que l'allure générale des phénomènes ne se trouvait pas altérée : ce sont justement les anciennes expériences qui m'ont fait découvrir les formes de fonction propres à la représentation des champs critiques. Les expériences ultérieures n'ont modifié que la valeur numérique des coefficients.

30. Il importe avant tout de savoir comment ces coefficients varient quand on change l'épaisseur des ballons plats, c'est-à-dire l'épaisseur des disques gazeux soumis à l'action du champ.

Trois séries d'expériences comparatives très soignées, quoique non encore parfaites, établirent que le coefficient b du terme hyperbolique doit bien être considéré comme une constante caractéristique du gaz que l'on étudie. Elles donnèrent pour l'air les résultats suivants (2) :

---

(1) Voir *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXXI, p. 443, 469 et 503.
(2) Dans ces expériences, faites avec les mêmes plateaux de condensateur, la

Épaisseur	b	
2,4	445 à 455	moyenne 452.
3,8	462	
5,6	444	

Nous avons vu que les expériences les plus récentes et les plus précises sur le ballon de $5^{cm},6$ ont réduit ce coefficient b à 419. Un ballon de $4^{cm},075$ a donné, dans les mêmes conditions, 425 à 430.

Nous adopterons le nombre 419.

Rappelons que ce nombre comporte encore l'erreur par excès résultant de l'effet des bords du condensateur et de l'action diélectrique des parois (§ 12 et 13, ch. Ier).

31. *Effet diélectrique des parois.* — Des expériences spéciales furent entreprises pour manifester l'action diélectrique des parois et en fixer la limite.

Un ballon plat à col large de $8^{cm},5$ de diamètre équatorial et de $3^{cm},8$ d'épaisseur, fut paraffiné intérieurement ; mais on eut le soin de laisser écouler toute la paraffine en excès, en maintenant la paroi du ballon à une température assez élevée, de façon à ne retenir qu'une couche de paraffine très mince. Soit avec l'air, soit avec l'hydrogène, le champ critique aux pressions supérieures à quelques millimètres de mercure ne fut pas modifié d'une façon appréciable. On trouva pour le coefficient b une valeur identique.

Dans une seconde expérience, on prépara, au contraire, une couche de paraffine d'épaisseur notable, en laissant refroidir lentement la paraffine fondue jusqu'à la température de solidification. On eut soin de donner au ballon un mouvement de rotation continue, pour égaliser le plus possible l'épaisseur de la couche déposée, qui se trouva notablement supérieure à l'épaisseur du verre [1]. Les champs critiques, aux pressions de plus de quelques millimètres de mercure, furent trouvés d'environ 3 0/0 supérieurs aux champs critiques mesurés avec le ballon nu.

---

distance minimum du ballon aux plateaux voisins était toujours de 2 à 4 millimètres.

Les causes d'erreur *de même signe* résultant de l'effet des bords du condensateur et de l'action diélectrique des parois (dont l'épaisseur pour les divers ballons est sensiblement constante), varient en sens inverse. Il s'établit donc une sorte de compensation, d'où la constance approximative du résultat numérique obtenu.

[1] Épaisseurs moyennes, déduites de pesées : volume du verre, environ 19 centimètres cubes ; volume de la paraffine 25 centimètres cubes ; volume du gaz 135 centimètres cubes.

On obtint des résultats analogues en remplaçant la paraffine par du soufre.

32. Enfin, on introduisit sur le fond plat inférieur du ballon une couche de grenaille de plomb très fine([1]), puis une large goutte de mercure de 6 centimètres de diamètre ([2]). Les conducteurs ainsi placés entre les armatures du condensateur devaient produire, et produisirent en effet, une variation de la capacité dont on pouvait calculer approximativement la valeur. Mais on ne remarqua aucune variation du champ critique pour les pressions supérieures à quelques millimètres de mercure. Toutefois, dans ce cas, les effluves cessèrent d'être aisément visibles, et on ne put exécuter de vraies mesures que par les méthodes électriques.

33. L'ensemble de ces expériences établit que *le coefficient b est bien une constante spécifique du gaz.*

Il semble en être de même du coefficient c sous le radical, qui détermine l'écart de l'hyperbole par rapport à son asymptote. Toutes les expériences sur l'air ont en effet pu être représentées par des formules dans lesquelles on a attribué à ce coefficient la valeur invariable 1,4. Pour l'hydrogène, on n'a eu à hésiter qu'entre 2,25 et 2,4.

En résumé, le terme $b\sqrt{p(p+c)}$, représentant une branche d'hyperbole et qui, pratiquement, fixe à lui seul la valeur du champ critique aux pressions supérieures à quelques millimètres de mercure, ne paraît influencé ni par la nature de la paroi, ni par la plus ou moins grande épaisseur du disque gazeux en expérience. Il est donc bien caractéristique du gaz lui-même.

34. Les autres coefficients se comportent d'une tout autre manière. Occupons-nous spécialement des termes en raison inverse de la pression ou du carré de la pression, seuls efficaces aux pressions très basses.

A titre d'exemple, je transcrirai ici les nombres obtenus à basse pression pour l'air, avec un ballon plat de $4^{cm},075$ d'épaisseur maximum.

([1]) 34 grammes, soit environ $3^{cc},5$.

([2]) Poids du mercure, 152 grammes, soit un volume de $11^{cc},2$.

Pression	Champ critique Observé	Calculé	Diff.
0,365	350	349	— 1
0,155	233	220	— 13
0,106	194	185	— 9
0,0692	157	160	+ 3
0,0407	157	140	— 17
0,0226	127	141	+ 14
0,01425	192	162	— 30
0,00948	178	202	+ 24
0,00506	294	320	+ 26
0,00279	560	555	— 5
0,00138	1101	1070	— 31

Formule :

$$y = 430\sqrt{p(p+1,4)} + \frac{1,45}{p}.$$

Nous trouvons, pour le coefficient l du terme en $\frac{1}{p}$, 1,45 au lieu de 0,84 que nous avions obtenu avec le ballon de $5^{cm},6$ [1]. Ce coefficient varie donc en sens inverse de l'épaisseur du disque gazeux en expérience ; on peut même dire qu'il est grossièrement en raison inverse de cette épaisseur. On a en effet :

Epaisseur e	Coefficient l	Produit el	
5,6	0,84	4,7	moyenne 5,3
4,075	1,45	5,9	

Des expériences analogues, sur l'hydrogène, ont donné un résultat beaucoup plus frappant. Avec trois ballons d'épaisseur maximum différente, on a trouvé les valeurs suivantes du coefficient n du terme en $\frac{1}{p^2}$:

Epaisseur e	Coefficient n	Produit en	
2,4	0,080	0,192	
3,8	0,054	0,205	moyenne 0,196
5,6	0,034	0,190	

35. Ainsi, le terme prépondérant aux basses pressions, loin de se montrer indépendant de l'épaisseur de la couche gazeuse, varie sensiblement en raison inverse de cette épaisseur ; en d'autres termes, *la différence de potentiel correspondante, égale au produit du champ par l'épaisseur, paraît à peu près constante.*

---

[1] Voir ci-dessus, § 25.

36. Cette différence de potentiel est-elle au moins un élément caractéristique du gaz étudié? L'ensemble des observations ne permet guère de l'admettre sans restrictions.

Observons d'abord que la forme même du terme dont il s'agit, tantôt en $\frac{1}{p}$, tantôt en $\frac{1}{p^2}$, varie d'un gaz à un autre et, d'après quelques observations, peut-être même pour un seul et même gaz en présence de parois différentes.

C'est ainsi que, dans les expériences où j'ai revêtu la paroi interne d'un ballon de verre d'une autre matière, la modification du champ critique, insignifiante aux pressions élevées, est devenue sensible aux basses pressions. Avec l'hydrogène, l'introduction de grenaille de plomb a fortement abaissé les champs critiques à basse pression; la substitution du soufre au verre a augmenté les champs critiques à basse pression jusqu'aux 2/3 de leur valeur initiale, et la forme en $\frac{1}{p^2}$ a paru ne plus convenir.

37. Si, après avoir expérimenté sur un certain gaz, on opère sur un autre, non sans avoir fait le vide au moins jusqu'au dix-millième de millimètre, les mesures effectuées aux pressions de un dixième à un centième de millimètre pourront être assez irrégulières. De plus, la formule empirique qui représente le mieux les observations à haute pression et au voisinage du minimum du champ critique, cessera, presque brusquement, de s'appliquer à partir d'une certaine pression p_1. Si on fait alors de nouveau le vide à un dix-millième de millimètre et surtout si on chauffe le ballon d'une manière prolongée à 150° au moins, on obtiendra une série de mesures beaucoup plus régulières, et la formule empirique déterminée par l'expérience précédente continuera à s'appliquer jusqu'à une pression p_2 sensiblement inférieure à p_1.

Or qu'a-t-on fait pour obtenir ce résultat? Par un vide et un chauffage prolongés, on a enlevé une portion de la couche gazeuse adhérente à la paroi, laquelle est, comme on sait, très énergiquement retenue. On a permis la formation d'une nouvelle couche adhérente, constituée cette fois à peu près exclusivement aux dépens du nouveau gaz introduit dans l'appareil.

La couche adhérente à la paroi joue donc un rôle essentiel dans ces mesures de champ critique à basse pression.

38. En résumé, la différence de potentiel critique à basse pression

dépend à la fois de la nature du gaz, de la nature et de l'état de la paroi. Il est assez naturel d'imaginer qu'elle dépend, en dernière analyse, seulement de la constitution de la couche gazeuse adhérente à la paroi, puisque celle-ci est à la fois modifiée par la nature du gaz et par celle de la paroi, et qu'elle doit, *a priori*, varier avec toutes les causes qui se sont montrées efficaces pour modifier la différence de potentiel critique.

39. Le coefficient a, qui très souvent est nul avec les disques gazeux épais [1], s'introduit surtout quand on veut représenter les expériences faites avec des disques gazeux minces ; il est d'autant plus grand qu'on emploie un disque gazeux moins épais. Il ne paraît pas comporter d'interprétation physique simple. Ce coefficient intervient, avec les coefficients b et c, pour déterminer l'ordonnée à l'origine

$$A = a + \frac{bc}{2},$$

de l'asymptote à la courbe des champs critiques.

Ce dernier élément A se montre assez peu variable avec la nature du gaz. Nous avons trouvé ci-dessus (1) :

Gaz	Ordonnée à l'origine A	
Hydrogène	253,0	Moyenne 259.
Air	293,5	
Acide carbonique	229,2	

Tous les autres gaz ou vapeurs que j'ai étudiés donnent des valeurs du même ordre.

Pour le calcul des champs critiques à haute pression, on peut remplacer le terme constant A par une augmentation fictive de la pression p qui serait de $1^{cm},25$ pour l'hydrogène, de $0^{cm},7$ pour l'air et de $0^{cm},55$ pour l'acide carbonique.

40. *Minimum du champ critique.* — Le minimum M du champ critique dépend à la fois de tous les coefficients des formules empiriques, et l'on pourrait s'attendre à ce que sa variation fût très complexe. On observe cependant que la différence de potentiel totale Me correspondante ne varie que dans des limites assez restreintes. Voici quelques résultats relatifs à l'air :

---

[1] L'acide carbonique fait exception.

Nature du récipient	Épaisseur e	Minimum M	Produit Me
Ballon plat...............	5,6	116	650
	4,075	141	575
	2,4	274	657
Tube en arête de poisson [1].	1,0	568	568
		Moyenne....	612

Cette différence de potentiel minimum ne varie guère plus pour divers gaz observés dans le même ballon que pour un même gaz dans des ballons différents. Avec le ballon de 5^{cm},6, on a obtenu en moyenne :

Gaz	Minimum M	Produit Me
Hydrogène........	93,5	525
Air...............	116	650
Acide carbonique.	107	599
	Moyenne.....	591

Il se pourrait que ce produit Me, valeur minimum de la différence de potentiel nécessaire pour qu'une effluve se produise dans un gaz quelconque, fût lié à quelque constante absolue qui ne figure pas explicitement dans nos formules.

CHAPITRE III.

COMPARAISON DES CHAMPS CRITIQUES ET DES CHAMPS EXPLOSIFS. CONCLUSIONS.

41. Il est maintenant indispensable de rapprocher les résultats généraux que nous avons obtenus pour l'effluve des résultats correspondants relatifs à l'étincelle.

Bien que les recherches sur la différence de potentiel minimum nécessaire pour produire l'étincelle abondent, il ne semble pas que l'ensemble des conditions à réaliser pour rendre les expériences comparables soit encore parfaitement connu. Les résultats numériques publiés par les meilleurs expérimentateurs diffèrent en effet beaucoup plus qu'on ne serait porté à le penser, eu égard à la limite de précision qu'ils assignent eux-mêmes à leurs expériences.

Cependant les renseignements que l'on possède suffisent pour

(1) Formé d'une série de tubes parallèles, perpendiculaires à l'axe d'un tube central qui les met en communication.

manifester des analogies très étroites et des différences essentielles que nous allons rapidement signaler.

42. *Influence de la distance explosive.* — Dans mes expériences, l'épaisseur des disques gazeux n'a varié que de $2^{cm},4$ à $5^{cm},6$. Dans ces limites, et pour les pressions supérieures à quelques millimètres de mercure, le champ critique est indépendant de l'épaisseur, c'est-à-dire que la différence de potentiel critique est proportionnelle à l'épaisseur.

M. Baille[1] a expérimenté dans des conditions particulièrement simples : il a fait éclater des étincelles entre deux électrodes métalliques, l'une plane, l'autre très légèrement courbée[2], dont la distance minimum l a varié de 0,2 à 1 centimètre. Les expériences étaient réalisées dans l'air à la pression atmosphérique. La différence de potentiel explosive V est liée à la distance l par la formule :

$$(1) \qquad V = 102{,}49\sqrt{l(l+0{,}08)},$$

de forme analogue à celle qui, d'après mes expériences, relie la différence de potentiel critique à la pression. Les unités adoptées sont les unités électrostatiques C. G. S.

Pour une distance l suffisante, on peut adopter la formule linéaire

$$V = 4{,}1 + 102{,}49l,$$

équation de l'asymptote à la branche d'hyperbole représentée par l'équation (1). On voit que, pour les longueurs d'étincelle supérieures à 1 centimètre, par exemple, la différence de potentiel explosive est très sensiblement proportionnelle à l'épaisseur l d'air traversée. *La loi relative à l'épaisseur paraît donc être la même pour l'effluve et pour l'étincelle.*

43. Les expériences de M. Baille peuvent être comparées numériquement avec les miennes, bien que, pour l'air, je n'aie pas dépassé la pression de $4^{cm},8$. Extrapolée pour la pression de 76 centimètres de mercure, la formule

$$y = 293{,}5 + 419p,$$

que j'ai donnée § 25 pour l'air aux pressions élevées, conduit au nombre 32137,5. Divisant par 300, pour ramener les volts aux unités

(1) Baille, *Ann. de Ch. et de Phys.*, 5e série, t. XXV, p. 486 ; 1882.

(2) Calotte sphérique de 18 centimètres de diamètre.

C. G. S. électrostatiques, j'obtiens en définitive [1]:

$$107{,}12.$$

La formule (1) de M. Baille, dans laquelle on fait $l = 1$, donne :

$$106{,}6.$$

La différence, qui n'atteint que 3,5 0/0, peut passer pour absolument insignifiante eu égard aux erreurs systématiques inévitables dans les deux sortes de recherches. Ainsi, *à haute pression et pour des couches d'air épaisses, le champ critique et le champ explosif se confondent sensiblement.*

44. *Influence de la pression.* — On doit aussi à M. Baille [2] quelques expériences sur la variation du potentiel avec la pression, pour des distances explosives de $0^{cm},05$ à $0^{cm},25$ et pour des pressions de $25^{cm},5$ à $125^{cm},5$ de mercure. Elles ont montré que, pour chaque distance explosive, la variation du potentiel explosif est sensiblement proportionnelle à la pression.

Ces résultats ont été confirmés notamment par M. Max Wolf [3], dont les expériences, réalisées entre des boules de 10 centimètres de diamètre, se rapportent malheureusement toutes à une distance explosive invariable de 1 millimètre seulement. Il a donné, pour les champs explosifs relatifs à l'air, à l'hydrogène et à l'acide carbonique entre 1 et 5 atmosphères, les formules suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{Air}\ldots\ldots & y = 39 + 107p \\ CO^2\ldots\ldots & y = 72 + 102{,}2p \\ H\ldots\ldots & y = 62 + 65{,}9p \end{array}$$

Les unités adoptées sont : pour le champ, l'unité C. G. S. électrostatique ; pour la pression, 1 atmosphère. Ramenant les formules des asymptotes de mes champs critiques [4] aux mêmes unités, j'obtiens :

$$\begin{array}{ll} \text{Air}\ldots\ldots & y = 0{,}978 + 106{,}14p' \\ CO^2\ldots & y = 0{,}764 + 105{,}89p \\ H\ldots\ldots & y = 0{,}843 + 51{,}93p \end{array}$$

45. Portons d'abord notre attention sur le terme indépendant. Sa

---

(1) Rappelons que ce nombre comporte une faible erreur par excès. Voir § 12, 13, 30.

(2) Baille, *Ann. de ch. de Phys.* 5e série, t. XXIX, p. 186.

(3) M. Wolf, *Ueber den Widerstand von Gasen gegen disruptive Entladung bei höherem Druck* (*Wied. Ann.* t. XXXVII, p. 306 ; 1889).

(4) Formules (1 *bis*), (2 *bis*) et (3 *bis*), § 24, 25 et 26.

disproportion dans les deux séries de formules saute aux yeux. Le rapport du nombre de M. Wolf au mien est égal à 39,9 pour l'air, à 94,2 pour l'acide carbonique et à 73,5 pour l'hydrogène. Il faut donc admettre que, *pour une distance explosive de un millimètre seulement, l'influence des électrodes est considérable et varie suivant la nature du gaz.*

Mais elle tend à s'effacer quand la distance des électrodes croît indéfiniment : car, d'une part, l'importance relative du terme indépendant de la pression diminue et, d'autre part, tout porte à penser que ce terme ne représente pas, dans son entier, un *champ* invariable, comme les formules de M. Wolf sembleraient l'indiquer. La différence de potentiel correspondante pour l'acide carbonique, par exemple, n'est que de $\frac{72}{0,1} = 7,2$ à la distance de 1 millimètre employée réellement par M. Wolf. Elle doit croître ensuite beaucoup plus lentement que la distance explosive. Sa limite est donc très inférieure à 72.

46. En ce qui concerne le terme proportionnel à la pression, on voit, par les deux séries de formules, qu'il y a identité pour l'air (à 0,8 0/0 près). Pour l'acide carbonique, la différence n'est que de 3 0/0 ; elle est beaucoup plus sensible pour l'hydrogène.

Il est pourtant vraisemblable que ce dernier écart est purement fortuit. Pour les gaz autres que l'air, sur lequel la plupart des expérimentateurs sont d'accord, les mesures de distance explosive exigent un dispositif spécial, dans lequel intervient une enveloppe isolante. On a vu quelles complications ces enveloppes introduisent, en vertu de l'adhérence des charges qu'elles peuvent recueillir. Il doit en résulter des causes d'erreurs assez graves, si l'on en juge par les tableaux suivants. Je les emprunte à M. Orgler (1), qui a lui-même réalisé des mesures pour une série de distances explosives de $0^{cm},04$ à $0^{cm},5$.

	Air	CO^2	H
Orgler	1	1	1
Baille	1,29	1,70	1,11
Liebig (2)	1,00	1,14	1,27
Paschen (3)	1,01	1,08	1,02

(1) Orgler, *Zur Kenntniss des Funkenpotentiales in Gasen* (*Drude's Ann.*, t. I, p. 159 ; 1900).
(2) Liebig, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIV, p. 106 ; 1887.
(3) Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 69 ; 1889.

Les nombres du premier tableau indiquent les rapports des différences de potentiel explosives brutes mesurées, *dans des conditions en apparence identiques*, par les divers expérimentateurs.

Le second tableau donne les rapports du terme proportionnel à la pression dans les mesures de M. Orgler et de M. Wolf, pour la distance de 1 millimètre.

Gaz	Orgler	Wolf
Air.....	1,000	1,000
CO^2.....	0,888	0,96
H.......	0,563	0,61

Si l'on adoptait les rapports de M. Orgler, au lieu de ceux de M. Wolf, l'écart de mes nombres croîtrait de 3 0/0 à 11,8 0/0 pour l'acide carbonique, et diminuerait de 20,7 à 14,3 0/0 pour l'hydrogène. Les nombres de M. Liebig, par exemple, conduiraient encore à d'autres résultats.

47. *Minimum de la différence de potentiel.* — Mes expériences révèlent un minimum de la différence de potentiel nécessaire pour produire l'effluve, de l'ordre de 500 à 600 volts, pour des épaisseurs gazeuses de 1 à 6 centimètres et des pressions de 1 à 4 dixièmes de millimètre.

Des expériences réalisées par M. Peace, dans le laboratoire Cavendish, et relatées par M. J.-J. Thomson [1], montrent qu'il y a aussi un minimum de la différence de potentiel explosive. Ces expériences se rapportent à des étincelles excessivement courtes. Le minimum, compris entre 300 et 400 volts, dépend d'ailleurs de la distance explosive et correspond à des valeurs de la pression (pression critique) d'autant plus fortes que la distance explosive est elle-même plus petite. Pour une longueur d'étincelle de un millième de millimètre, cette pression est de 250 millimètres; elle se réduit à 35 millimètres pour une longueur d'étincelle de un cinquantième de millimètre.

M. J.-J. Thomson [2] avait déjà signalé l'existence d'une pression critique dans les tubes sans électrodes, et il ne manque pas de faire observer que, toutes choses égales, cette pression critique est bien plus faible dans ces tubes qu'entre des électrodes métalliques.

48. *Conclusions.* — Il est actuellement impossible de pousser plus loin la comparaison des résultats. Mais ce qui précède suffit, ce me

(1) *Recent Researches in Electricity*, ch. II, § 65.
(2) *Ibid.*, § 67.

semble, à établir qu'il y a *identité entre les différences de potentiel critique limites d'effluve et d'étincelle;* en effet, leur écart devient de plus en plus faible à mesure que la distance explosive est plus grande et la pression du gaz plus considérable, et, à la limite, les perturbations dues à l'électrode ou à l'enveloppe diélectrique n'ont plus qu'une importance relative négligeable.

Nous sommes aussi en mesure d'affirmer qu'il n'en est certainement pas de même quand ces conditions s'écartent beaucoup d'être réalisées, et alors l'influence des électrodes est considérable.

Telles sont les conclusions essentielles qui se dégagent de notre étude.

L'idée fondamentale de Faraday et de Maxwell correspond bien à une réalité. *L'existence d'un obstacle spécifique* (*electrical strength*, *electrische Festigkeit*, *cohésion diélectrique*) *apporté par les molécules gazeuses au passage de l'électricité*, *quelles que soient les conditions aux limites*, *résultant de la présence d'électrodes ou de corps isolants*, *est désormais hors de doute.*

49. *Définition précise de la cohésion diélectrique.* — Il est naturel d'attribuer une importance prépondérante au coefficient b de mes formules, qui demeure invariable dans des conditions aussi dissemblables que celles de l'effluve et de l'étincelle.

Je propose de réserver pour lui seul le nom de *cohésion diélectrique*, précédemment employé par moi dans un sens plus général et moins précis.

La cohésion diélectrique d'un gaz sera donc mesurée par le coefficient b de la pression dans la valeur limite du champ critique, *c'est-à-dire par l'accroissement du champ critique correspondant à un accroissement de pression égal à l'unité*, *à partir d'une pression minimum de plusieurs centimètres de mercure*, *et d'une épaisseur gazeuse de plusieurs centimètres* (1).

Pour les trois gaz étudiés dans le mémoire, nous adopterons les valeurs suivantes de la cohésion diélectrique b :

Air.....	425	volts ou	1,397	C. G. S. électrostatiques
CO^2....	418		1,393	
H......	205		0,683	

(1) MM. Wolf et Orgler avaient déjà proposé de prendre le terme proportionnel à la pression, dans la valeur du champ explosif, pour mesurer de l'*elektrische Festigkeit*. M. Orgler insiste même sur ce que ce coefficient, convenablement déduit des mesures, tend à devenir remarquablement constant quand la distance des électrodes et la pression croissent de plus en plus.

par centimètre d'épaisseur et par centimètre de mercure de pression ou encore :

Air....	104,75	C. G. S. électrostatiques / centimètre × mégabarye
CO^2....	104,5	
H......	51,25	

Ces valeurs sont approchées par excès(¹), mais leurs rapports doivent être très sensiblement corrects.

50. D'après M. Max Wolf, qui a étudié sous ce rapport cinq gaz différents, le coefficient b du terme proportionnel à la pression dans la valeur du champ critique est à peu près en raison inverse du chemin moyen des molécules du gaz. Toutefois, l'acide carbonique fait exception. Le tableau suivant donne les rapports des coefficients b, d'après M. Wolf et d'après mes propres expériences, et les rapports des inverses $\frac{1}{l}$ des chemins moyens :

Gaz	b Wolf	b Bouty	$\frac{1}{l}$
Air	1	1	1
Acide carbonique	0,955	0,998	1,470
Hydrogène	0,608	0,489	0,538

Pour l'acide carbonique, le désaccord est évident. Pour l'hydrogène, bornons nous à remarquer que le rapport des chemins moyens se confond presque avec la moyenne (0,548) du nombre de M. Wolf et du mien.

Nous rechercherons ultérieurement la signification de la relation proposée par M. Wolf.

51. Une autre conclusion importante paraît se dégager de ce travail. C'est que l'obstacle opposé par un gaz à très basse pression au passage de l'effluve est, en lui-même, peu considérable, si l'on fait abstraction de l'obstacle local au passage de la paroi au gaz libre.

En effet, le terme $b\sqrt{p\,(p+c)}$ du champ critique, que nous avons considéré comme représentant *seul* l'obstacle opposé par la masse du gaz, tend vers zéro avec la pression (²).

(¹) Voir § 12, 13, 30 et 31.

(²) A partir de quelques centièmes de millimètre, ce terme est complètement masqué par le terme en raison inverse de la pression ou du carré de la pression. En toute rigueur, la discussion d'une formule empirique ne peut, dans ces condi-

Il paraîtra donc vraisemblable que, pour des disques gazeux de très grande épaisseur, la différence de potentiel totale d'effluve (somme de la différence de potentiel afférente au gaz libre et de la différence de potentiel aux parois) varie assez peu avec l'épaisseur. Des effluves pourraient donc traverser des espaces considérables dans les hautes régions de l'atmosphère, sans exiger des différences de potentiel aussi énormes que les expériences faites dans des tubes à vide, de dimensions nécessairement très restreintes, pourraient porter à le supposer.

Cette conclusion demanderait à être étayée sur des expériences spéciales ; elle aurait sans doute une grande importance pour les progrès de la physique de l'atmosphère, la théorie des manifestations orageuses et des aurores polaires.

52. *Vues hypothétiques*. — Il serait prématuré de vouloir préciser d'une manière trop absolue le rôle du gaz, des électrodes ou de l'enveloppe isolante, dans la production de la différence de potentiel critique.

Je crois cependant devoir insister sur le rôle important que joue, d'après mes expériences, la couche gazeuse adhérente à l'enveloppe isolante, quand la pression devient très basse. Quel que puisse être le mécanisme de l'effluve simple, ou complexe, variable ou non avec la pression, il est du moins certain que la masse relative du gaz adhérent devient de plus en plus considérable par rapport à la masse du gaz libre à mesure que la pression diminue, et qu'elle doit finir par acquérir le rôle prépondérant.

53. La plupart des faits actuellement connus tendent à nous persuader, et j'admettrai dans ce qui va suivre, qu'il n'y a pas de transport d'électricité, dans les conditions de mes expériences, indépendant d'un transport de matière, celle-ci servant de véhicule exclusif à celle-là.

Quand on a fait usage d'électrodes métalliques, il y a passage effectif d'électricité du métal des électrodes au gaz, et par conséquent transport à travers le gaz de matière enlevée au métal et échanges électriques entre cette matière et les molécules gazeuses libres. La cathode est lentement désagrégée : la matière fournie par elle peut se déposer sur tous les objets ambiants. Il est vraisemblable que l'expérience révélerait aussi la pénétration lente, dans l'anode, de parcelles fournies par le gaz et absorbées par le métal.

tions, nous éclairer sur la loi des variations de l'obstacle considéré. Nous savons seulement qu'il est petit par rapport à l'obstacle total.

Dans mes expériences, au contraire, les diélectriques solides ne livrent pas passage à de l'électricité au travers de leur masse. A l'intérieur du diélectrique, le mouvement des supports matériels de cette électricité ne peut dépasser les bornes d'un agrégat de dimensions moléculaires, et leur permettre de passer d'un agrégat à un autre, ni, à plus forte raison, d'un de ces agrégats au gaz. Quand le champ critique est atteint, tout doit donc se borner à des échanges de matière entre le gaz libre et la couche gazeuse adhérente.

54. Remarquons que la différence de potentiel critique se confond avec la valeur initiale de la chute de potentiel du courant, temporaire ou permanent, qui s'établit à travers le gaz, suivant qu'il n'y a pas ou qu'il y a des électrodes. Cette chute de potentiel mesure le travail dépensé par unité d'électricité qui passe. Cherchons à analyser les conditions de ce travail.

55. Nous considérerons d'abord ce qui se passe dans la masse du gaz libre, à une distance suffisante de la paroi isolante ou des électrodes. Les supports matériels de l'électricité (ions gazeux ou parcelles arrachées à la cathode) doivent éprouver une série de chocs contre les molécules gazeuses ou contre d'autres supports matériels de charge, et le travail dépensé doit être, toutes choses égales, proportionnel au nombre total des chocs, c'est-à-dire au nombre des molécules rencontrées dans le parcours, ou, en dernière analyse, proportionnel à l'épaisseur et à la pression. C'est, en effet, la loi limite à laquelle nous a conduit l'expérience, pour la différence de potentiel critique à des pressions supérieures à quelques millimètres de mercure et pour des épaisseurs supérieures à quelques centimètres.

56. S'il s'agit de gaz différents, le travail par unité d'électricité qui passe dépendra en outre d'un coefficient spécifique qui, d'après Max Wolf, serait en raison inverse du chemin moyen des molécules. *A priori*, ce coefficient peut dépendre de la vitesse et de la masse des supports matériels d'électricité (ions positifs ou négatifs), aussi bien que de la masse et de la vitesse des molécules gazeuses neutres ou molécules proprement dites. Nous nous bornerons à considérer ce travail comme de même nature qu'un frottement interne gazeux.

57. Passons maintenant aux phénomènes qui ont leur siège au voisinage immédiat d'une paroi isolante.

Tant que la couche gazeuse adhérente à la paroi peut être considérée comme saturée, c'est-à-dire quand la pression est assez élevée,

les échanges électriques entre le gaz libre et le gaz adhérent s'effectuent à la limite extérieure de la couche, dans des portions moins énergiquement retenues par le solide ; le travail correspondant à ces échanges doit être médiocre. Il n'entre que pour une part infime dans le travail électrique total, pourvu que le disque gazeux intéressé soit suffisamment épais. La différence de potentiel correspondante n'est aussi qu'une très faible partie de la différence de potentiel totale.

A mesure que la pression décroît et que la couche superficielle gazeuse se dissocie, les échanges de matière entre le gaz libre et adhérent intéressent des régions plus profondes de la couche ; le *frottement* auquel ils donnent lieu s'éloigne de plus en plus du frottement gazeux pour se rapprocher de ce que nous appellerons le *frottement solide*. Pour une même quantité d'électricité qui passe, la portion du travail total absorbée dans la couche superficielle va sans cesse en croissant, et la valeur absolue de ce travail peut devenir très grande. C'est ainsi que j'interprète provisoirement l'existence du minimum de la différence de potentiel critique et son accroissement rapide au delà du minimum.

On se rend compte aussi de la variabilité de grandeur ou même de forme du terme prépondérant aux basses pressions dans l'expression du travail total, suivant l'état et la constitution de la couche gazeuse adhérente.

58. S'il s'agit d'une électrode métallique, on peut développer des considérations analogues, à cela près que, des parcelles métalliques étant arrachées à la cathode et pénétrant dans le gaz, une part de la chute de potentiel afférente à la paroi est localisée dans le gaz, là où des échanges électriques s'effectuent entre les particules métalliques et les molécules ou les ions gazeux.

59. La couche de gaz adhérente à une paroi diélectrique est plus ou moins pauvre, suivant la nature du gaz et celle de la paroi. L'hydrogène, le moins condensable des gaz communs, formera sans doute les couches les plus pauvres. La différence de potentiel critique relative à ce gaz croîtra donc très rapidement aux basses pressions. L'acide carbonique, gaz facile à liquéfier, se comportera d'une manière tout opposée, comme l'expérience nous l'a révélé.

Le frottement gazeux interne correspondant à la transmission de l'électricité dans une masse d'hydrogène libre est d'ailleurs bien moindre que dans une masse d'acide carbonique. Les considérations

qui précèdent, encore que bien hypothétiques, fournissent donc une interprétation satisfaisante du curieux renversement de propriétés des deux gaz, hydrogène et acide carbonique : le plus perméable à l'effluve, aux hautes pressions, devenant, dans des tubes de dimensions restreintes, le moins perméable aux pressions très basses.

On peut espérer que l'étude des différences de potentiel critiques aux basses pressions fournira plus tard des indications particulièrement intéressantes sur la constitution des couches gazeuses adhérentes aux diélectriques.

12 mai 1903.

THÉORÈMES GÉNÉRAUX ;

Par M. MASCART.

1° On sait que l'énergie W d'un système électrique formé de charges $q, q', \ldots$, respectivement aux potentiels V, V', ..., a pour expression :

$$W = \frac{1}{2} \Sigma q V,$$

et que l'application du théorème de Green permet de considérer cette énergie comme localisée dans le milieu diélectrique. On peut le démontrer directement.

Soient A et B les éléments correspondants de deux conducteurs aux potentiels V et V', $+q$ et $-q$ leurs charges ; la portion d'énergie δW, relative à ces éléments, est :

$$\delta W = \frac{1}{2} (qV - qV') = \frac{1}{2} q (V - V').$$

Le flux d'induction dans le tube compris entre les deux éléments est égal à $4\pi q$. En appelant dS la section de ce tube au point où le champ est F et K la constante diélectrique du milieu, on a donc :

$$4\pi q = KFdS.$$

D'autre part, le long d'une ligne de force l entre les éléments, le travail du champ sur l'unité d'électricité est :

$$V - V' = \int F dl.$$

Il en résulte, par substitution,

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \int KF^2 dSdl.$$

Or le produit $dSdl$ n'est autre chose qu'un élément de volume dv du diélectrique interposé, de sorte que l'énergie δW équivaut à une somme d'énergies réparties dans le diélectrique, à raison de $\frac{KF^2}{8\pi}$ par unité de volume.

Il suffit maintenant d'étendre le raisonnement à tous les tubes d'induction du système pour obtenir l'expression générale de l'énergie :

$$W = \int \frac{KF^2}{8\pi} dv.$$

Il en est de même lorsque les charges électriques, au lieu d'être en équilibre sur des conducteurs, se trouvent disséminées dans des milieux isolants, car on peut supposer que chacune d'elles est située sur un conducteur de dimensions infiniment petites.

Le théorème s'applique également aux milieux magnétiques, à la condition de remplacer la constante diélectrique K par la perméabilité magnétique μ.

Cette considération des énergies localisées permet d'établir en toute rigueur la théorie des courants induits.

2° Dans l'étude des circuits magnétiques, on fait souvent usage de cette propriété que la somme algébrique des flux d'induction émergeant d'une surface fermée quelconque est toujours nulle.

Rappelons que, si A est l'aimantation et F le champ magnétique en un point, l'induction est la résultante des vecteurs F et $4\pi A$ comptés dans leurs directions respectives. La composante de l'induction suivant une droite est donc la somme des projections sur cette droite des vecteurs F et $4\pi A$ correspondants.

Soient S la surface de séparation de deux milieux, A_n et F_n les composantes de l'aimantation et du champ normales à l'élément dS dans le premier milieu, A'_n et F'_n les valeurs analogues dans le second milieu, ces différentes grandeurs étant comptées dans le même sens, du premier milieu au second.

Sur l'élément dS, la densité σ de la couche magnétique superfi-

cielle est égale à la différence des composantes normales de l'aimantation :

$$\sigma = A_n - A'_n.$$

D'autre part, la composante normale du champ varie de $4\pi\sigma$ quand on traverse la surface S, ce qui donne :

$$F'_n - F_n = 4\pi\sigma = 4\pi(A_n - A'_n),$$
$$F'_n + 4\pi A'_n = F_n + 4\pi A_n.$$

Les deux membres de cette équation représentent respectivement les composantes normales de l'induction dans les deux milieux. Le flux d'induction correspondant à l'élément dS est donc le même de part et d'autre ; il est aussi le même que dans les tubes d'induction, relatifs aux deux milieux, limités au contour de dS.

Ainsi le flux conserve toujours la même valeur dans un tube d'induction, quels que soient les milieux traversés.

Pour le volume limité par une surface arbitraire, tous les flux élémentaires qui pénètrent dans la surface finissent par sortir d'un autre côté. La somme algébrique des flux émergents est donc nulle.

POLARIMÈTRES ET SACCHARIMÈTRES ;

Par M. Ph. PELLIN.

Les polarimètres et saccharimètres sont des appareils d'invention essentiellement française. On doit en effet à Biot une méthode d'analyse optique des substances à pouvoir rotatoire, fondée sur les phénomènes de polarisation circulaire découverts par Arago, en 1811.

Le polarimètre de Biot se composait : 1° d'une glace noire recevant la lumière incidente sous un angle de 54°35 (compté à partir de la normale) et la réfléchissant suivant l'axe de l'appareil ; 2° d'une plaque de quartz taillée perpendiculairement à l'axe et d'une épaisseur de 3^{mm},75 donnant la couleur dite teinte sensible, faisant office de polariscope ; 3° d'un analyseur biréfringent monté sur l'alidade d'un cadran qui indiquait l'azimut. Enfin, entre le polariseur et l'analyseur se trouvait une gouttière destinée à recevoir les tubes contenant les solutions.

Dans tous les polarimètres actuels, on retrouve les mêmes élé-

ments que dans le polarimètre Biot : en effet, ils se composent tous d'un polariseur (généralement prismes de Nicol à faces obliques ou perpendiculaires, prismes de Foucault), d'un analyseur (toujours prisme de Nicol à faces obliques ou perpendiculaires), d'un polariscope et d'une lunette de Galilée visant le champ du polariscope ou du polariseur, si celui-ci fait office de polariseur polariscope.

Dans ces appareils, on compense la rotation du rayon polarisé, donnée par l'interposition de la substance active, par la rotation mesurée du polariseur ou de l'analyseur.

Ces appareils prennent le nom de saccharimètres lorsqu'ils servent spécialement à l'analyse des matières sucrées.

Dans les saccharimètres, la compensation du plan de polarisation s'obtient par l'interposition du compensateur à lames prismatiques en quartz de Soleil père (1845).

Ce compensateur se compose de deux lames prismatiques en quartz, taillées perpendiculairement à l'axe, de même rotation, et accolées à une plaque parallèle de quartz perpendiculaire à l'axe, mais de rotation inverse, disposées de manière à constituer un ensemble à faces parallèles dont les épaisseurs de quartz droit et gauche se compensent optiquement au zéro du compensateur, et de manière que, par le jeu de celui-ci, on peut introduire une plaque de quartz gauche variant de 0 à 1 millimètre. Ce compensateur, avec quelques modifications de détail, se retrouve dans tous les saccharimètres actuels.

Les polarimètres et saccharimètres peuvent se diviser, au point de vue du champ observé, en trois classes :

1° Ceux dans lesquels le zéro et le point cherché sont caractérisés par un même phénomène occupant tout le champ :

Polarimètre et saccharimètre Biot; dans cet appareil, le zéro et le point cherché sont caractérisés par un champ unique présentant la teinte dite teinte sensible (*fig.* 1).

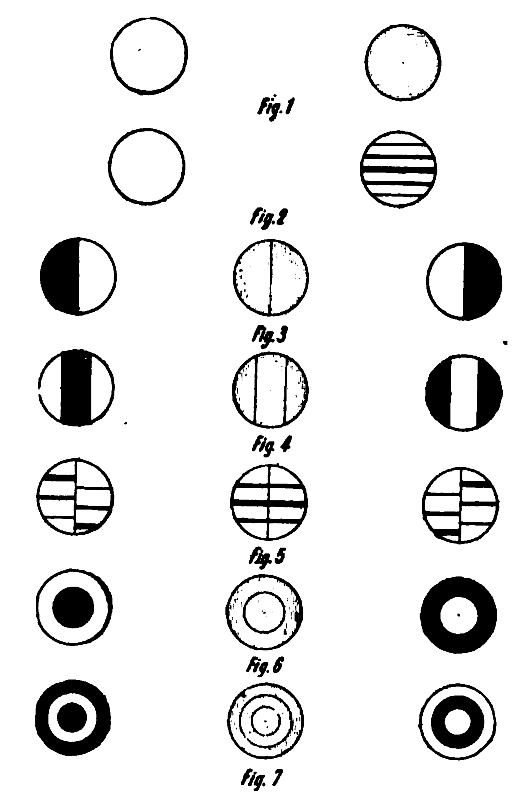
Polarimètre Mitcherlisch, composé de deux nicols, un polariseur, un analyseur; on observe le champ unique à l'extinction (*fig.* 1).

Polarimètre ou polaristrobomètre de Wild; on observe en lumière convergente le maximum d'éclat ou la disparition des franges dans un champ unique données par un polariscope Savart, composé de deux plaques de quartz taillées à 45° de l'axe et dont les axes sont croisés.

Si l'appareil est éclairé à la lumière ordinaire, on a des franges

colorées, situées symétriquement par rapport à une frange centrale noire; avec la lumière monochromatique, toutes les franges sont noires (*fig.* 2).

2° Ceux dans lesquels le zéro et le point cherché sont caractérisés par l'égalité de deux ou plusieurs phénomènes occupant des champs juxtaposés.



Le premier saccharimètre qui présente le phénomène des champs juxtaposés est le saccharimètre Soleil (1845).

Le polariscope de cet appareil est composé de deux lames de quartz perpendiculaires, accolées l'une à l'autre, l'une droite et l'autre gauche, donnant chacune la teinte sensible lorsque le compensateur est au zéro; le déplacement du compensateur fait virer la teinte d'une moitié du polariscope vers le rouge et celle de l'autre moitié vers le vert; la teinte dite teinte sensible donnée simultanément par les deux champs caractérise le zéro et le point cherché (*fig.* 3).

Saccharimètre de Sénarmont. — Le polariscope de cet appareil est formé par la juxtaposition de deux doubles prismes de Soleil; chacun de ces doubles prismes est constitué par deux prismes rectangles de quartz, d'angle faible, dont l'axe est perpendiculaire à la face formant champ; l'un est en quartz droit, l'autre en quartz gauche.

Ils sont collés au baume de Canada, de manière à former un parallélipipède; les deux parallélipipèdes ainsi obtenus sont juxtaposés avec leur plan diagonal croisé.

Lorsque l'analyseur et le polariseur sont croisés, que le compensateur est à son zéro optique, les deux franges noires données par l'égale épaisseur de quartz droit et gauche de chaque parallélipipède sont dans le prolongement l'une de l'autre.

Le déplacement du compensateur ou l'interposition d'une matière active décale l'une des franges par rapport à l'autre.

Le zéro et le point cherché sont donc caractérisés par le raccordement des franges (*fig.* 5).

Le polarimètre à pénombre de MM. Cornu et Jules Duboscq (1873) a servi de point de départ à tous les saccharimètres à pénombres.

M. Cornu, rapporteur de la classe 15 à l'Exposition universelle de 1878, s'exprime ainsi :

L'ancien saccharimètre Soleil a fait place dans les laboratoires et dans l'industrie à un polarimètre à pénombre, dont le principe est beaucoup plus simple et la précision plus grande.

La sensibilité de l'appareil est due d'abord à l'emploi d'un prisme polariseur à champ dédoublé, présentant deux plans de polarisation légèrement inclinés l'un sur l'autre, dispositif dont l'idée est due au physicien anglais Jelett, ensuite à l'emploi d'une lumière monochromatique combinée avec un angle convenable entre les plans de polarisation des deux moitiés du champ (ainsi que cela résulte d'une étude de M. Cornu). Jules Duboscq a amené l'instrument sous sa forme définitive en mettant le prisme à double champ en avant de l'appareil comme polariseur, au lieu de le mettre comme analyseur, ainsi que l'avait indiqué Jelett; la ligne de séparation des deux champs, visée à l'aide d'une petite lunette de Galilée, devient presque invisible, ce qui donne une grande précision à l'observation de l'égalité des deux parties du champ; l'instrument est symétrique.

M. Laurent a mis à profit d'une manière ingénieuse l'une des lois expérimentales des lames minces cristallisées, découvertes par Biot, pour rendre variable à volonté l'angle des plans de polarisation du

champ de vision ; il dispose sur la moitié du champ du polariseur une plaque de quartz parallèle à l'axe, d'une épaisseur d'une demi-onde et convenablement orientée.

M. Jobin dispose la plaque de quartz au milieu du champ et constitue ainsi un champ à trois plages juxtaposées (*fig.* 4).

Dans ces appareils, le zéro et le point cherché sont caractérisés par l'égalité de pénombres des deux ou trois plages du champ. Ils sont obtenus par les rotations convenables de l'analyseur et sont mesurés par une alidade qui entraîne l'analyseur et se meut sur un cercle divisé.

Jules Duboscq est le premier qui ait réuni sur le même cercle les divisions d'arc et les divisions saccharimétriques.

Outre la commodité obtenue pour les lectures, cette disposition permet une vérification rapide de la division saccharimétrique, le point 150 de la division saccharimétrique devant correspondre à 32° 30′ d'arc.

En effet, la division 100 correspond à la déviation produite par une plaque de quartz de 1 millimètre, qui est 21° 40′. Donc la division 150 doit correspondre à la déviation :

$$21^\circ 40' + \frac{21^\circ 40'}{2} = 32^\circ 30'.$$

Landolt obtient la même apparence de deux ou trois plages juxtaposées en disposant un ou deux prismes de Glan en avant d'un polariseur Glan occupant tout le champ.

Enfin, en appliquant aux polarimètres dits à pénombres le compensateur Soleil, on constitue des saccharimètres à pénombres à lumière blanche, dont les premiers types furent faits par Prasmowski (1873-1874) et par Louis d'Henry (1874).

Cette disposition a été réalisée depuis par de nombreux constructeurs tant en France qu'à l'étranger; elle a l'avantage de supprimer la source monochromatique éclairante et de la remplacer par des lampes à pétrole, à gaz et même par des lampes électriques.

3° La troisième classe de polarimètres-saccharimètres est caractérisée par des champs concentriques.

Le polarimètre et le saccharimètre de M. Pellin sont, dans leur ensemble, constitués, comme les appareils précédents, par un polariseur, un analyseur à faces normales et une lunette astronomique.

La compensation s'obtient soit par la rotation mesurée de l'analyseur, soit par l'interposition d'un compensateur à lames prismatiques en quartz ; mais la plaque de quartz parallèle, d'une épaisseur d'une demi-onde, qui forme polariscope, est entaillée ou évidée d'une façon particulière de manière à fournir des champs concentriques.

On peut obtenir l'apparence des champs concentriques de plusieurs manières.

On enlève la partie centrale de la lame de quartz, qui est retenue dans une bonnette.

La lame de quartz peut être découpée en forme de disque, être collée au centre d'un disque transparent monoréfringent qui lui sert de support et dont elle n'occupe que la partie centrale.

La lame peut affecter la forme annulaire, de manière à réserver entre les bords intérieur et extérieur deux zones, l'une enveloppante et l'autre enveloppée, la lame et les deux zones ayant un centre commun.

Si avec une lunette astronomique, qui donne un anneau oculaire et dont l'axe optique est mieux défini que dans la lunette de Galilée, on vise ces polariscopes particuliers à lame perforée, centrale ou annulaire, dont on a eu soin d'orienter convenablement l'axe optique par rapport à la section principale du polariseur, et si, suivant la nature de l'appareil, on fait tourner l'analyseur ou on déplace les lames du compensateur, on obtient, comme champ de vision, une plage centrale obscure sur fond clair ou inversement (*fig.* 6), ou bien des plages annulaires concentriques alternativement claires ou obscures qui s'enveloppent les unes les autres (*fig.* 7).

On voit ainsi un relief très net qui disparaît lorsqu'il y a égalité de pénombres, et ce phénomène correspond au zéro et au point cherché, lorsqu'on a introduit entre le polariseur et l'analyseur une matière active.

Avec le champ de vision à plages concentriques, la position de l'œil est en coïncidence absolue avec l'axe optique de la lunette qui vise toujours le centre des plages.

De plus, pour régler l'instrument, on n'a pas à se préoccuper de la position géométrique verticale de la section de la lame, qui doit coïncider avec son axe.

L'appareil est entièrement symétrique dans tous les azimuts.

La précision des mesures est de 1 minute ; ces champs concentriques peuvent encore être réalisés sans polariscope, en entail-

lant ou découpant suivant leur axe deux ou plusieurs polariseurs disposés à la suite les uns des autres; mais ce procédé, qui réussit, est plus difficile et plus coûteux que les dispositifs décrits ci-dessus.

1er avril 1903.

MESLIN et BOURGET. — Rapports des missions des Universités de Montpellier et de Toulouse sur l'observation de l'éclipse de soleil du 28 mai 1900. — 1° Rapport de M. Meslin (*Mém. de l'Ac. des Sciences et Lettres de Montpellier*, 2e série, t. III); — 2° Rapport de M. Bourget (*Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 2e série, t. IV).

Ces rapports, dont des difficultés matérielles ont retardé la publication, donnent en détail les résultats obtenus par la mission organisée en commun par les Universités de Montpellier et de Toulouse pour observer à Elche l'éclipse totale de soleil du 28 mai 1900.

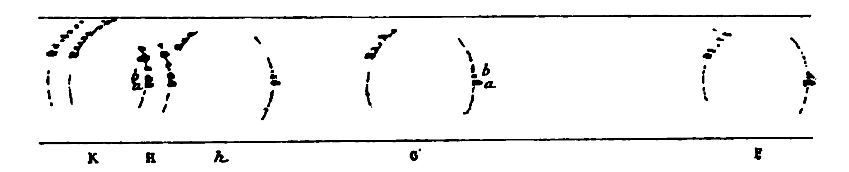
Le travail était partagé de la façon suivante:

M. Lebœuf s'était chargé des mesures relatives à l'astronomie de position ; M. Bourget devait faire des épreuves photographiques des différentes phases de la totalité avec des poses relativement longues pour obtenir les parties élevées de la couronne solaire; M. Meslin devait photographier avec des poses courtes les protubérances et les parties basses de la couronne, et s'occuper d'observations spectroscopiques.

M. Bourget utilisa un équatorial de 1 mètre de foyer avec objectif de MM. Henry, muni d'un revolver photographique ingénieux qui lui permit d'obtenir huit épreuves de la couronne avec des poses et des plaques différentes. Une de ces plaques était recouverte d'un bristol perforé, à trous espacés de 1 millimètre, de façon à donner de la couronne une image formée de points distincts permettant de mesurer l'intensité relative de ses différentes régions ; malheureusement les trous du bristol étaient trop grands, et les points obtenus ne sont pas d'une teinte uniforme. Il y aura lieu de reprendre cet essai intéressant. L'équatorial portait une chambre photographique à grand champ pour l'étude des planètes avoisinant le soleil. Une étude attentive de la plaque obtenue n'a montré aucun astre autre que ceux qui devaient normalement s'y trouver.

M. Meslin se servit pour ses photographies d'une lunette de Steinheil du type raccourci (un oculaire divergent donne une image réelle et agrandie de l'image fournie par l'objectif). Le premier peut-être

des observateurs d'éclipses, il employa comme spectrographe un simple réseau concave recevant l'image solaire donnée par un héliostat. L'incidence était choisie de façon à ce que l'on observât les rayons diffractés normalement ; les foyers des diverses radiations étudiées (de F à K) étaient alors à des distances sensiblement constantes du réseau, ce qui permit d'employer sans erreur de mise au point des plaques sensibles 13 × 18 disposées parallèlement au réseau. Un tel appareil fonctionne comme le *prisme-objectif* de Lockyer : il donne du soleil éclipsé une série d'images distinctes sous forme d'anneaux correspondant aux diverses radiations qu'émet la chromosphère. Il permet donc d'étudier sur une seule épreuve la constitution des différentes parties de la couche solaire externe. Les anneaux obtenus par M. Meslin proviennent des radiations du calcium (raies H et K du spectre solaire) et de l'hydrogène (raies *h*, G′ et F du spectre solaire). On voit sur leur pourtour un nombre très considérable de protubérances dont les intensités lumineuses relatives varient d'un anneau à l'autre. En particulier les deux protubérances désignées sur la figure ci-jointe par les lettres *a* et *b* présentent des intensités



comparables dans le cercle de la radiation H ; il en est de même dans le cercle de la radiation K, qui semble avoir été obtenue par une translation du cercle H et qui appartient aussi à la radiation du calcium. Mais les trois cercles *h*, G′, F correspondant à la radiation de l'hydrogène présentent les protubérances *a* et *b* beaucoup moins intenses et, dans les trois cercles, *b* est bien plus difficile à voir que *a*. Il en résulte que « l'hydrogène et le calcium n'entrent pas de la même façon dans les différentes protubérances, soit au point de vue des masses, soit au point de vue de la température ».

J. Baillaud.

M.-A. WITKOWSKI. — Note sur l'électricité atmosphérique à Zakopane dans les Tatras. — *Bull. de l'Académie des Sciences de Cracovie;* janv. 1902.

Les mesures de M. Witkowski ont été faites en employant comme collecteur une petite quantité de chlorure de baryum radifère déposée entre deux rondelles de papier à filtrer sur un support convenable ; elles montrent deux maximums très accentués à huit heures du matin et à huit heures du soir. L'auteur a pu observer quelquefois, au moment du coucher du soleil, l'augmentation brusque et de courte durée du potentiel signalée par M. Exner. Ses mesures de la déperdition de l'électricité dans l'air sont d'accord avec celles d'Elster et Geitel.

J. BAILLAUD.

H. ZWAARDEMAKER und F.-H. QUIX. — Schwellenwerth und Tonhöhe. (Energie et hauteur des sons). — (*Arch. für Anatomie und Physiologie; Physiologische Abtheilung*, Supplément, p. 367-398 ; 1902.

MM. Zwaardemaker et Quix se sont occupés des mesures absolues relatives à la sensibilité de l'oreille. Ils ont cherché à déterminer, pour chaque son, le minimum de puissance nécessaire pour produire une sensation. Les données de la science à cet égard sont assez peu concordantes, et il est peut-être tout à fait normal qu'il en soit ainsi, car il y a bien probablement d'énormes différences d'une oreille à l'autre, surtout en ce qui concerne le seuil de l'excitation. Malheureusement ce sont là des expériences qui ne peuvent être faites que pour des observateurs très entraînés, et on ne peut par conséquent songer à obtenir des résultats moyens dignes de foi en s'adressant à un grand nombre d'observateurs. D'ailleurs les méthodes mêmes sont très pénibles à mettre en œuvre.

MM. Zwaardemaker et Quix ont employé des procédés différents, suivant les hauteurs de son. Pour les hauteurs moyennes, ils ont employé des diapasons, dont ils mesuraient au microscope l'amplitude vibratoire en même temps qu'ils écoutaient le son avec un double stéthoscope dont l'entonnoir était à 1 centimètre du centre de vibration du diapason. Au moment du seuil, l'amplitude était toujours imperceptible, mais ils pouvaient, par des mesures antérieures, noter l'amplitude en fonction du temps, et appliquer alors la formule $\alpha_t = \alpha_0 e^{-at}$, dont ils pouvaient calculer a. En notant ensuite le coefficient où

la sensation cessait, les auteurs calculaient l'amplitude correspondante. Il vaut mieux employer une formule proposée par Stefanini : $\alpha_t = \alpha_0 e^{-at^m}$, où d'ailleurs m est très voisin de 1, à cause de l'imperfection de l'encastrement du diapason.

Wead avait admis que l'énergie moyenne d'un diapason à un instant t était Ka^2 ergs, K étant une constante calculable et a l'amplitude. En employant une méthode basée sur la mesure du seuil de l'excitation, MM. Zwaardemaker et Quix ont vu que l'exposant 2 de a n'était pas le bon, mais que le bon exposant était voisin de 1,2. Ils ont pu alors calculer l'énergie minimum nécessaire pour produire l'audition, d'après la loi de décroissance de a. Cela suppose que toute l'énergie du diapason est transmise à l'air, ce qui est faux, mais cependant donne une première approximation, quand l'encastrement du diapason est convenable. Pour avoir des nombres proportionnels à l'énergie reçue par l'oreille pour une position donnée des stéthoscopes, il fallait connaître la forme des surfaces d'égale intensité autour d'un diapason. Les auteurs l'ont déterminée par un procédé, basé toujours sur le minimum perceptible, et qui ne saurait trouver place ici. Ils ont alors pu construire en argile la forme de ces surfaces, qu'ils ont figurée dans leur mémoire.

Pour les hauteurs de son élevées, il n'y avait plus moyen d'employer les diapasons, dont les amplitudes étaient trop petites pour être visibles au microscope. Les auteurs ont alors utilisé des tuyaux sonores. Ils calculaient l'énergie sonore rayonnée par la méthode de lord Rayleigh, d'après le débit et la pression de l'air. Tout en reconnaissant l'erreur inévitable de ce calcul, ils l'emploient faute de mieux. Pour mesurer avec exactitude le débit faible nécessaire pour faire parler un tuyau, ils mesurent un débit beaucoup plus grand dont le premier est une fraction connue. Pour mesurer celui-ci avec précision, ils emploient un dispositif analogue au pont de Wheatstone, où les résistances électriques sont remplacées par les résistances qu'opposent au courant d'air des orifices variables, et où le galvanomètre est remplacé par un manomètre différentiel de Kretz.

Dans ces conditions, le son était toujours assez intense, et l'observateur se tenait dans une chambre éloignée, à 27 mètres du tuyau. Le calcul de l'énergie reçue directement par l'oreille est alors impossible à cause des réflexions sur les murs. On peut cependant avoir des nombres proportionnels pour les divers sons, en prenant les énergies nécessaires pour exciter le tuyau.

Certains sons étaient communs à la série des tuyaux et à celle des diapasons ; ils ont permis d'établir la continuité des résultats.

En prenant comme valeur de l'énergie minima perceptible pour le son de 181 vibrations, celle qui a été déterminée par Töpler et Boltzmann, et en ne considérant les nombres obtenus par eux que comme des nombres relatifs, ils ont obtenu les résultats suivants :

Nombre de vibrations	Énergie du seuil	Nombre de vibrations	Énergie du seuil
128	$30,7 . 10^{-8}$ ergs	2304	$0,87 . 10^{-8}$ ergs
192	36,6	2506	0,78
256	7,05	2732	0,65
384	10,6	3072	0,79
512	0,7	3414	0,86
640	4,3	3840	1,03
683	3,9	4096	1,33
768	3,2	4628	1,38
853	3,4	5120	1,85
960	2,8	5464	2,10
1024	3,6	6144	2,45
1552	3,2	6828	4,14
1280	3,7	7680	5,23
1366	3,6	8192	9,00
1536	2,9	9216	9,63
1707	1,9	10240	9,66
1920	1,5	18520	9,65
2048	1,14	12228	9,94

Ces nombres ont été obtenus en supposant que deux périodes suffisent pour donner la notion de son. Cela résulte des expériences faites par Abraham et Brühl avec des sons intenses. Il me semble que cela ne doit plus être exact au seuil de l'excitation. Les expériences de MM. Zwaardemaker et Quix ont été faites en régime permanent, et il faudrait donner seulement les énergies par centimètre carré et par seconde, c'est-à-dire les puissances envoyées à l'oreille par la source. Si nous nous reportons à ce qui se passe pour l'œil, nous savons en effet que l'intensité qui donne le minimum perceptible est inversement proportionnelle au temps pendant lequel elle agit ; il en est bien probablement ainsi pour l'oreille. Cela ne retire d'ailleurs rien à l'intérêt des nombres précédents, qui sont aisément modifiables dans le sens indiqué. Ils montrent avec évidence un fait déjà connu, la sensibilité maximum de l'oreille pour le son 3072, qui correspond à la résonance du conduit auditif externe. Quant au second maximum pour le son 512, il a été déjà trouvé, quoique moins marqué, par Wead.

D'ailleurs, dans ces expériences très délicates, il ne faut pas s'étonner des différences considérables qui existent entre les résultats des divers observateurs. Voici, par exemple, les résultats également dignes de foi de Wead et de Zwaardemaker et Quix, donnés en puissances par centimètre carré, c'est-à-dire en ergs par centimètre carré et par seconde, pour un son continu.

	Wead		Zwaardemaker et Quix	
128	7600 à 8300	$\times 10^{-8}$	5894	$\times 10^{-8}$
256	230 à 310	—	2707	—
384	260	—	6133	—
512	110	—	537	—
768	2200	—	6686	—
1024	710	—	5530	—

A. Broca.

Max Wien. — Ueber die Empfindlichkeit der menschlischen Ohres für Töne verschiedener Höhe (Sensibilité de l'oreille humaine pour des sons de diverses hauteurs). — *Physikalische Zeitschrift*, 4 Jahrgang, n° 16, p. 69-74 ; 1903.

L'auteur a repris l'étude du seuil auditif en fonction de la hauteur, par la méthode du téléphone, déjà souvent employée. Il trouve des courbes tout à fait analogues à celles de Zwaardemaker, indiquées ci-dessus, avec deux maxima de sensibilité aux environs des sons 500 et 2500. Je ne sais pourquoi il donne comme conclusion à son travail une courbe où les deux maxima sont effacés, alors que l'un au moins d'entre eux est connu de longue date.

A. Broca.

Hj. Tallqvist. — Ueber die oscillatorische Entladung eines Kondensators bei grösserem Werte des Widerstandes des Stromkreises (Sur la décharge oscillatoire d'un condensateur pour une grande valeur de la résistance du circuit). — *Drude's Annalen der Physik*, t. IX, n° 13, p. 1083-1100 [1].

Quand la résistance du circuit est assez petite, les formules de Thomson qui donnent la période T et le décrément α des oscillations se réduisent à :

$$T = 2\pi \sqrt{LC}; \tag{1}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2} R \sqrt{\frac{C}{L}}. \tag{2}$$

[1] Cf. *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 218 ; 1897.

La première de ces équations a été vérifiée par les expériences de Feddersen et par celles de l'auteur. Mais les expériences donnent pour le décrément des valeurs plus grandes que celles calculées à l'aide de l'équation (2).

Cependant, si l'on tient compte de la résistance r des couches isolantes séparant les fils de la bobine, et de la résistance ρ du diélectrique du condensateur, sans les considérer *a priori* comme infinies, on obtient, pour exprimer le décrément α, la formule :

$$(3) \qquad \alpha = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{CR'^2}{4L}}} \left[\sqrt{\frac{L}{C}} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \right) + \sqrt{\frac{C}{L}} R \right]$$

en posant :

$$(4) \qquad R' = R + \frac{L}{C} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \right).$$

Lorsque la résistance n'est pas très grande, on peut écrire l'équation (3) sous la forme simplifiée :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{L}{C}} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{\rho} \right) + \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} R = a + bR,$$

qui s'accorde bien avec les expériences.

Le méthode expérimentale employée par M. Tallqvist est identique dans ses traits essentiels à celle qu'il a décrite dans un mémoire précédent. Elle consiste à déterminer point par point la courbe des oscillations.

En supposant l'onde régulièrement amortie, on déduit de trois élongations extrêmes successives la valeur de la charge normale correspondant à l'onde intermédiaire. C'est autour de cette charge normale Q_n que se produit l'oscillation.

L'ensemble des valeurs de Q_n définissent l' « axe » de la courbe. On trouve pour cet axe toujours une ligne droite ; mais cette droite ne se confond pas avec l'axe des abscisses ; elle est un peu au-dessus.

L'axe des courbes de charge coïncide au contraire rigoureusement avec l'axe des abscisses. Il faut en conclure que la capacité du condensateur conserve sa valeur complète pendant toute la durée de l'oscillation.

Les mesures effectuées sur les courbes construites à une échelle suffisante permettent de déterminer la période et l'amortissement.

La période croît d'une manière appréciable avec la résistance. En désignant par T_0 la période calculée par la formule de Thomson :

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{CR'^2}{4L}}},$$

où R' est défini par l'équation (4).

Approximativement, on peut employer, tant que la résistance n'est pas très grande, la formule simplifiée :

$$T = 2\pi \sqrt{CL} \left[1 + \frac{1}{8} \frac{C}{L} R^2\right].$$

Le décrément est donné exactement par la formule de Thomson :

$$\alpha = \frac{\pi}{2} R \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{CR'^2}{4L}}},$$

quand on y remplace R par R'.

La théorie et l'expérience sont d'accord en ce qui concerne la résistance critique, pour laquelle la décharge devient apériodique.

M. Lamotte.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK ;

T. X, n° 1 ; 1903.

H. EBERT et P. EWERS. — Das Entwickelungsgesetz des Hittorfschen Kathodendunkelraumes (Loi suivant laquelle se développe la région cathodique obscure de Hittorf). — P. 72-105 [1].

La loi exprimée par l'équation :

$$d \, . \, p^m = d_0 = C^{te}, \qquad (1)$$

entre l'épaisseur d de la région cathodique obscure et la pression p du gaz, est confirmée par les expériences de M. Hehl et de M. Lehmann. Il faut cependant que l'intensité du courant ait acquis

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 38; 1900.

une certaine valeur ; sans quoi l'épaisseur de la région obscure est fonction de l'intensité.

Dans les expériences de MM. Ebert et Ewers, l'intensité était assez grande pour que sa valeur n'eût plus aucune influence sur l'épaisseur *d*.

Comme dans les recherches précédentes, le tube est excité par des courants alternatifs (les auteurs répondent aux objections formulées par M. Kehl contre l'emploi de ces courants).

Outre l'épaisseur de la région obscure, on peut considérer aussi son volume V.

Pour représenter les résultats, on construit les courbes qui ont pour abscisses $\log p$ et pour ordonnées *d*. Si l'équation (1) est vérifiée, ces courbes se réduisent à des droites.

Oxygène. — La courbe représentative est une droite. L'épaisseur de la région obscure croît moins vite que la pression ($m < 1$). Si l'électrode est sphérique, *m* a une valeur plus grande que si l'électrode est un disque. Les impuretés influent sur les valeurs de *d*, mais très peu sur celles de *m*.

Le volume de la région obscure varie de manière qu'il renferme toujours à peu près la même masse de gaz, quelle que soit la pression. Le volume ne varie guère avec la forme de l'électrode : aux pressions supérieures à $1^{mm},38$, l'épaisseur *d* est plus grande sur le disque que sur la sphère ; aux pressions inférieures à $1^{mm},38$, c'est l'inverse. Cette épaisseur augmente avec la surface de l'électrode.

Azote. — La courbe représentative est une droite : *m* est plus petit que dans l'oxygène.

Hydrogène. — A pression égale, l'épaisseur *d* est plus grande que dans tout autre gaz : la vitesse de variation de *d*, de V, de V*p* est aussi plus grande que dans tous les autres gaz : *m* est très voisin de 1.

Oxyde de carbone. — Le produit *p*V est à peu près constant.

Gaz carbonique. — Le produit *p*V est aussi constant à peu près : *m* est plus petit que pour l'oxyde de carbone.

Comparaison entre les différents gaz. — Relativement à la valeur de l'exposant *m*, les gaz se partagent en deux groupes. Dans l'hydrogène, le gaz carbonique, l'azote, *m* est grand : les droites représentatives sont presque parallèles entre elles. Dans l'oxyde de carbone et l'oxygène, *m* est notablement plus petit.

Il n'y a pas de relation simple entre le trajet libre moyen des molécules et l'épaisseur *d*.

L'énergie consommée augmente avec le volume de la région obscure.

Le volume de la région obscure est, dans les mêmes conditions, plus grand dans l'hydrogène et plus petit dans l'oxygène que dans tous les autres gaz. Les variations de pV ne suivent aucune loi simple.

M. LAMOTTE.

M. ABRAHAM. — **Prinzipien der Dynamik des Elektrons** (Principes de la dynamique de l'électron). — P. 105-180.

Dans ce mémoire mathématique très étendu, l'auteur établit la dynamique de l'électron, en partant de l'hypothèse fondamentale que la masse de cet électron est de nature purement électro-magnétique.

L'électron est supposé sphérique et sa charge électrique, répartie en couches sphériques uniformes (en particulier, la densité cubique peut être constante ou la densité superficielle, si la charge est localisée sur la surface) ; ce sont les hypothèses les plus simples.

Les systèmes d'équations fondamentaux sont au nombre de trois:

L'équation cinématique, qui restreint la liberté des mouvements de l'électron ;

Les équations du champ, qui définissent le champ électromagnétique créé par l'électron ;

Les équations dynamiques, qui définissent le mouvement de l'électron dans un champ extérieur donné.

La cinématique de l'électron est la même que celle du point matériel. Les équations du champ et les équations dynamiques se rattachent à la théorie de Lorentz. Comme l'a montré M. H. Poincaré, on déduit de cette théorie l'expression d'une énergie et d'une quantité de mouvement électromagnétique, ce qui permet de faire rentrer dans la dynamique de Lagrange les « mouvements privilégiés » des électrons. Les forces intérieures admettent un potentiel lorsque le mouvement est stationnaire par rapport à un système d'axes liés invariablement à l'électron.

Dans le cas d'une translation avec vitesse constante, on peut déduire le déplacement et l'énergie d'une fonction analogue à la fonction de Lagrange. Si le mouvement est quasi stationnaire, on peut définir une *masse électromagnétique*.

Les équations de Lagrange s'appliquent, en général, aux mouvements privilégiés stationnaires ou quasi stationnaires.

M. LAMOTTE.

E. WARBURG. — Ueber leuchtenden elecktrischen Wind (Sur le vent électrique lumineux). — P. 180-189.

Les phénomènes lumineux qu'on observe dans l'azote au voisinage d'une pointe chargée négativement paraissent de nature autre que les phénomènes observés dans les tubes de Geissler.

Outre le point brillant, qui apparaît en général à quelque distance de la pointe, on aperçoit un faisceau lumineux qui part de ce point, dans la direction de l'axe. Ce faisceau peut traverser une toile métallique reliée au sol.

La luminescence du gaz subsiste quelques instants après que le courant est supprimé. Cette circonstance et quelques autres prouvent que cette luminescence résulte d'une transformation chimique du gaz. D'ailleurs, d'après les résultats de l'examen spectroscopique, elle ne peut être attribuée à l'azote seul; mais il semble que la présence de l'oxygène soit nécessaire. La quantité d'électricité transportée par le vent électrique lumineux, si elle n'est pas nulle, n'est qu'une fraction très faible de la quantité transportée par le courant de convection.

M. LAMOTTE.

TH. SUNDORPH. — Ueber die Bildung leitender Brücken an der Stelle, wo ein Strom von geringer Spannung unterbrochen wird (Sur la formation de ponts conducteurs au point où est interrompu un courant de faible force électromotrice). — P. 198-205.

Le circuit est coupé entre une plaque métallique et une tige, en donnant à cette dernière un déplacement très lent, à l'aide d'une vis micrométrique. Le courant subsiste et, en examinant les deux pièces avec un microscope, on constate qu'il s'est formé entre elles un ou plusieurs filaments de métal.

Ces filaments, qui paraissent formés d'abord par le métal, deviennent incandescents, s'oxydent et, après refroidissement, cessent d'être conducteurs.

Quand la plaque et la tige sont de métaux différents, le pont se forme plus facilement pour un sens du courant que pour l'autre.

M. LAMOTTE.

M. CANTOR. — Ueber den Einflusz elektrischer Felder auf die Funkenentladung und die Zerstreuung von Elektrizität (Influence des champs électriques sur la décharge par étincelle et sur la déperdition de l'électricité). — P. 214-217.

L'exploseur est à l'intérieur d'un tube de cuivre ou simplement est entouré d'une boucle de fil, dans lesquels on envoie les oscillations électriques fournies par un transmetteur Braun. La différence de potentiel explosive baisse notablement (de 3200 à 2100 volts, par exemple) quand on fait fonctionner le transmetteur.

Deux disques de cuivre parallèles sont reliés l'un à un électroscope, l'autre au fil qui conduit les oscillations. Sous l'influence des oscillations, une charge négative de l'électroscope se déperd rapidement; une charge positive se conserve.

M. LAMOTTE.

W. VOLKMANN. — Nebenschluszkasten zum Drehspulgalvanometer (Boîte de shunts pour les galvanomètres à cadre mobile). — P. 217-222.

Ces boîtes comprennent une ou plusieurs combinaisons de résistances, calculées de manière qu'en les mettant en dérivation sur le galvanomètre, on fait varier la sensibilité sans modifier la résistance totale du circuit ni l'amortissement du cadre.

M. LAMOTTE.

Fr. KLINGELFUSZ. — Ueber einen Blitzwirbel beobachtet am 15 Juli 1902 über Basel (Eclair tourbillonnaire observé à Bâle le 15 juillet 1902). — P. 222-224.

L'auteur reproduit la photographie de cet éclair et celle de l'étincelle produite par une grande bobine d'induction. La comparaison des deux donne à penser que la formation du tourbillon est en relation avec le magnétisme terrestre et que l'éclair se compose de décharges partielles, toutes de même sens.

M. LAMOTTE.

GILBERT T. WALKER. — Die optischen Eigenschaften dünner Metallplatten (Propriétés optiques des plaques métalliques minces). — P. 189-197.

On sait que les calculs auxquels donne lieu la réflexion sur des surfaces non métalliques peuvent être étendus aux surfaces métal-

liques en remplaçant l'indice de réfraction par une expression imaginaire. L'application de la théorie électromagnétique aux équations du champ électrique mises sous la forme :

$$(1) \qquad n^2(1 - ik)^2 \frac{dE}{dt} = V \operatorname{curl} H$$
$$\frac{dH}{dt} = - V \operatorname{curl} E$$

où n désigne l'indice de réfraction du métal, k le coefficient d'absorption, V la vitesse de la lumière, E la force électrique et H la force magnétique, conduit au même résultat que la théorie élastique. Dans le cas général, les calculs sont très compliqués. En supposant très petit le rapport de l'épaisseur de la plaque à la longueur d'onde, Drude et J.-J. Thomson [2] ont donné des expressions approchées qui, d'après Thomson, ne sont pas applicables aux phénomènes optiques, et que Drude a appliquées seulement aux ondes hertziennes. Cependant, dans bien des cas, l'introduction dans les équations des valeurs numériques de k et n y fait apparaître une simplification que l'on peut en particulier appliquer aux recherches récentes de Hagen et Rubens [3]. L'auteur, utilisant les valeurs trouvées par Drude pour ces coefficients, a calculé dans le cas de la lumière du sodium, et pour une onde polarisée rectilignement, le rapport de l'intensité émergente à l'intensité incidente dans le cas de lames d'or et d'argent d'épaisseur inférieure à 10^{-3} centimètres. L'accord des résultats du calcul avec les nombres de Hagen et de Rubens est moins bon avec l'or qu'avec l'argent, mais il est suffisant pour apporter une confirmation à la théorie électromagnétique.

P. LUGOL.

L. ZEHNDER. — Ein Volumometer für kleine Substanzmengen (Un volumètre pour de petites quantités de substance). — P. 40-71.

Volumètre de forme spirale permettant d'obtenir le volume spécifique de substances dont on n'a que de petites quantités. Description, calibrage et mode opératoire.

L. MARCHIS.

---

(1) Cf. FOPPL, *Einführung in die Maxwell'sche Theorie der Elektrizität*, 1894.

(2) DRUDE, *Wied. Ann. d. Physik*, t. LI, p. 77 ; 1894 ; — *Physik des Aethers*, p. 578, 581 ; 1894 ; — J.-J. THOMSON, *Recent Researches*, § 538, p. 416 ; 1893.

(3) *Drude's Ann. d. Physik*, t. VIII, p. 432 ; 1902 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 739 ; 1902.

MATHIAS CANTOR. — Ueber die Grundlage der Lösungstheorie (Sur les fondements de la théorie des dissolutions). — P. 205-213.

Remarques sur la théorie des dissolutions étendues dans leur comparaison avec les gaz.

L. MARCHIS.

T. X, n° 2 ; 1903.

O. GROTRIAN. — Die Unipolarmaschine ohne Eisen (Machine unipolaire sans fer). — P. 270-287.

Dans les appareils démontrant l'induction unipolaire, on peut remplacer l'aimant par une bobine sans noyau de fer. On réalise ainsi soit un moteur, soit un générateur unipolaire.

Les portions du circuit liées entre elles d'une manière invariable ne sont soumises à aucun couple électromagnétique.

Les écarts qu'on trouve entre la force électromotrice calculée et la force électromotrice observée doivent être attribués à ce qu'on ne tient pas compte des lignes de force qui se ferment à l'intérieur des aimants.

M. LAMOTTE.

F. KOHLRAUSCH et L. HOLBORN. — Ueber ein störungsfreies Torsionsmagnetometer (Magnétomètre de torsion à l'abri des perturbations). — P. 287-305.

L'équipage du magnétomètre est astatique : le fil de suspension est assez gros pour que son couple de torsion soit très grand vis-à-vis du couple magnétique résiduel qu'exerce le champ terrestre sur l'équipage.

En général, il faut que les deux aimants du système astatique soient assez écartés l'un de l'autre pour que l'aimant déviateur n'ait qu'une action négligeable sur l'aimant correcteur du système.

Il est possible de réaliser cette dernière condition sans avoir besoin de donner aux deux aimants du système astatique un écartement excessif.

On place l'aimant déviateur dans le même plan horizontal que l'aimant inférieur et dans la première position principale de Gauss.

Si h est l'écartement vertical des deux aimants de l'équipage, à la distance horizontale à laquelle se trouve l'aimant déviateur, la correction nécessitée par l'action du champ sur l'aimant correcteur est représentée par :

$$\psi\left(\frac{a}{h}\right) = \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{a}{h}\right)^3 - \left(\frac{a}{h}\right)^5}{\left[1 + \left(\frac{a}{h}\right)^2\right]^{\frac{5}{2}}}.$$

Cette correction est maximum pour $\frac{a}{h} = 0,5$ et égale alors à 0,018; elle décroît ensuite, devient nulle pour $\frac{a}{h} = \sqrt{0,5}$, puis négative et croît rapidement en valeur absolue.

Si on ne veut pas que la correction dépasse 0,018, il suffit de ne pas faire croître a au delà de 0,8 h, pour $a = 100$ centimètres. Cette condition donne $h = 127$ centimètres, ce qui est réalisable.

La formule ci-contre ne tient pas compte de la longueur des aimants : des formules connues permettent d'effectuer la correction.

On détermine la constante du magnétomètre en faisant agir sur l'équipage un champ déviateur d'intensité connue. La valeur de cette constante peut être modifiée par les variations de l'élasticité du fil de suspension et de l'aimantation des barreaux du système astatique. Ces variations sont très lentes, si on a pris les précautions nécessaires : il suffit de déterminer la constante à de longs intervalles. Le coefficient de température est très faible.

L'équipage astatique peut être employé dans une boussole des tangentes : on dispose l'aiguille correctrice assez loin du cadre pour que l'action de celui-ci puisse être regardée comme nulle.

M. Lamotte.

F. BRAUN. — Einige Versuche über Magnetisierung durch schnelle Schwingungen (Quelques expériences sur l'aimantation par les oscillations très rapides). — P. 326-334.

Le fer réduit en poudre très fine (fer porphyrisé ou fer réduit par l'hydrogène) est susceptible de s'aimanter sous l'action des oscillations électriques rapides (période de $5 . 10^{-6}$ sec.) et l'aimantation suit les variations d'intensité du courant. La limaille de fer, même passée au tamis très fin, ne donne rien de pareil.

En humectant la poudre avec un isolant, l'huile de vaseline, par exemple, on diminue les courants de Foucault et, par suite, on augmente l'effet magnétisant ; mais cette précaution n'est pas indispensable et la résistance opposée aux courants de Foucault par la poudre sèche est suffisante.

La poudre de fer ne paraît donc pas donner de phénomènes analogues aux phénomènes du cohéreur.

La perméabilité de cette poudre est environ trois ou quatre fois plus grande que celle de l'air.

Les oscillations électriques font disparaître l'aimantation rémanente qui peut subsister dans le fer porphyrisé.

L'aimantation produite par les oscillations pénètre jusque dans l'intérieur de la masse.

La perte d'énergie provoquée par les courants de Foucault est plus faible qu'on ne serait tenté de le croire; elle est cependant appréciable.

On le vérifie en construisant la courbe de résonance d'un circuit, la bobine primaire renfermant ou non le noyau de fer. La courbe est plus affaissée quand la bobine renferme du fer et la période est accrue comme elle le serait par une augmentation de la self-induction.

Un métal finement divisé et mélangé intimement à un diélectrique constitue un milieu dont le pouvoir inducteur est très grand (de 40 à 80 avec le fer).

Si l'on entoure des fils avec un pareil milieu, on réduira beaucoup la vitesse de propagation des oscillations sans modifier la période. La longueur d'onde se trouvera réduite dans le même rapport.

On a fréquemment, dans la télégraphie hertzienne, à remplacer des portions de longueur d'onde par des fils tendus. Mais ces fils rayonnent de l'énergie, souvent là où il serait à désirer que cette radiation ne se produisît pas. Le procédé ci-dessus permettrait de diminuer ces pertes.

D'autre part, en réduisant la longueur d'onde, on se rapproche des conditions de l'optique géométrique, ce qui peut faciliter les expériences de réflexion et de réfraction des ondes électriques.

M. Lamotte.

M. REINGANUM. — Ueber Molekularkräfte und elektrische Ladungen der Moleküle (Sur les forces moléculaires et les charges électriques des molécules). — P. 334-354.

Idem. — Zum Mechanismus elektrochemischer Vorgänge (Mécanisme des phénomènes électrochimiques). — P. 354-360.

En attribuant aux molécules des charges électriques de l'ordre de grandeur qui est nécessaire pour expliquer les phénomènes électrolytiques, on ramène les forces moléculaires aux actions mutuelles qui s'exercent entre ces charges. Chaque molécule neutre possède deux charges égales, mais de signe contraire, occupant des régions séparées. Par un calcul analogue à ceux de la théorie cinétique des gaz, on trouve que l'écartement de ces deux charges doit être égal à environ $\frac{1}{30^e}$ du diamètre de la molécule. Dans les métaux, d'après les valeurs de la charge de rupture, cet écartement serait de l'ordre de 10^{-9} centimètre.

L'hypothèse d'un seul couple de charges sur la molécule ne fournit pas d'explication satisfaisante des phénomènes électrolytiques, car elle forcerait à admettre qu'une partie seulement des ions échangent leurs charges. La difficulté disparaît si on admet l'existence sur chaque molécule de deux couples de charges.

On rend mieux compte aussi des circonstances qui accompagnent la dissociation électrolytique en admettant que l'échange des charges s'est fait dans la molécule même de la combinaison, avant la dissociation.

M. LAMOTTE.

B. WALTER. — Ueber die Entstehungsweise des Blitzes (Mode de production de l'éclair). — P. 393-408.

L'auteur reproduit trois photographies d'éclair prises sur une plaque mobile.

La décharge principale est précédée de décharges avant-coureurs, sous forme d'aigrettes, qui n'atteignent pas l'extrémité de la trajectoire. D'ailleurs, il semble qu'une notable quantité de l'électricité suit encore les chemins tracés par les avant-coureurs pendant que la décharge principale se produit.

L'éclair est, en général, formé d'une succession de décharges partielles ; sur l'un d'eux on en voit cinq, dont les trois premières ont exactement le même aspect, non seulement sur le chemin principal, mais aussi sur toutes les ramifications.

M. LAMOTTE.

R. GEIGEL. — Ueber Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz (Absorption de l'énergie de la gravitation par une substance radioactive). — P. 429-436.

Une petite balle de plomb, pesant $6^{gr},530$, éprouve une perte apparente de poids, égale à quelques centièmes de milligrammes, quand on place au-dessous un verre de montre renfermant une substance radioactive. Cette perte augmente quand on diminue la surface de cette dernière sans changer sa masse.

L'auteur l'attribue à une absorption de l'énergie de la gravitation.

L'effet est tellement petit que les expériences décrites ne permettent pas de donner une conclusion ferme.

M. LAMOTTE.

L. HOLBORN et F. KURLBAUM. — Ueber ein optisches Pyrometer (Sur un pyromètre optique). — P. 225-241.

C'est une sorte de lunette dont l'objectif, de 12 centimètres de foyer environ, projette l'image du corps incandescent sur un diaphragme percé d'une petite ouverture ; en avant de ce diaphragme, dans le corps de la lunette, est logée une petite lampe de 4 volts ; on observe le filament et l'image du corps avec une loupe à long foyer placée à l'autre extrémité du tube et munie d'un verre rouge. L'expérience consiste à pousser la lampe jusqu'à ce que le filament disparaisse sur le fond lumineux, et à mesurer l'intensité du courant i. L'étalonnage de la lampe est fait par comparaison avec un corps noir électrique [1], et traduit en une courbe reliant i à la température du corps noir. On n'a donc pas directement la température à mesurer, mais celle du corps noir ayant la même émission rouge que le corps en expérience ; c'est ce que les auteurs appellent la *température noire* S ; pour en déduire la température centigrade, il

[1] *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 264 ; 1902.

faut avoir déterminé la différence entre son pouvoir émissif et celui du corps noir à différentes températures.

La relation entre i et S est de la forme $i = a + bS + cS^2$, c étant très petit, et les coefficients variant d'une lampe à une autre. Le mémoire donne d'intéressants détails sur les conditions pratiques de fonctionnement de l'appareil et son application à la mesure de l'émission élective et à la détermination des *températures noires* de fusion, qui peuvent alors servir de points fixes pour l'étalonnage de l'instrument.

On doit extrapoler au-dessus de 1500°, limite d'emploi du corps noir, les résultats trouvés au-dessous ; de plus, comme la lampe ne peut pas, sans danger pour sa conservation, être poussée au delà de 1900°, on doit affaiblir le rayonnement pour les températures supérieures. On y parvient en employant un verre enfumé, ou plusieurs réflexions ; on calcule le coefficient de réduction φ par la formule de Wien [1] :

$$\log \varphi = \frac{C}{\lambda}\left(\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1}\right),$$

où S_1 désigne la température absolue de la radiation vraie, S_2 la température noire de la radiation affaiblie mesurée au moyen de la lampe, C une constante, λ la longueur d'onde moyenne de la lumière transmise par le verre coloré. Deux réflexions permettent d'atteindre 2800°, et trois réflexions 8000°, sans que la lampe dépasse 1500°. Les expériences ont montré que la radiation affaiblie n'est plus noire.

Les auteurs ont étudié le rayonnement du platine poli et constaté que, jusque vers $t = 1500°$, la différence $t - S$ entre la température centigrade et la température noire est une fonction sensiblement linéaire de t ; elle varie de 40° pour $t = 681°$ jusqu'à 158° pour $t = 157°$ et paraît augmenter plus rapidement au delà, atteignant 255° à la température de fusion. A signaler à ce sujet une expérience curieuse : Le palladium maintenu assez longtemps au rouge sombre se recouvre d'une pellicule d'oxyde qui disparaît vers 800° ; si l'on règle, pour obtenir cette température, le courant qui chauffe le palladium, on constate qu'au moment de la disparition de l'oxyde, grâce à la dimi-

(1) Cf. Paschen et Wanner, *Ak. Wiss. Berlin*, 1899 ; — Wanner, *Ann. der Phys.*, t. II, p. 141 ; 1900 ; et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 547 ; — Lummer et Pringsheim, *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 244 ; 3e série, t. X, p. 296 ; 3e série, t. X, p. 224, 392.

nution du rayonnement, la température monte brusquement de près de 800°.

P. Lugol.

Wilhelm DONLE. — Eine selbsttätige Sprengelsche Quecksilberluftpumpe, zugleich Erwiederung an Hrn Kahlbaum (Une pompe à mercure automatique; réponse à M. Kahlbaum). — P. 313-325.

Description d'une pompe à mercure automatique; réponse à quelques remarques faites par M. Kahlbaum.

L. Marchis.

Zemplén GYÖZÖ. — Ueber den Energieumsatz in der Mechanik (Sur le principe de l'échange de l'énergie en mécanique). — P. 419-428.

Dans son *Traité de chimie générale*, Ostwald a énoncé le principe suivant :

De toutes les transformations possibles de l'énergie, celle qui se produira est celle qui, dans un temps donné, correspond au plus grand échange possible.

Bien que Boltzmann ait montré la non-généralité de ce principe, certains physiciens le considèrent cependant comme ayant la portée d'une loi universelle de la nature.

L'auteur s'est proposé d'établir, en partant de ce principe, les équations différentielles du mouvement d'un point matériel. Il montre que le principe de l'inertie dû à Newton donne des équations différentielles différentes de celles qui sont fournies par le principe d'Ostwald. En particulier, les équations du mouvement d'un point sur une surface ne dépendent pas, dans le système d'Ostwald, des accélérations, mais des vitesses. Dans le cas d'un point libre, les équations déduites du principe d'Ostwald coïncident avec les équations générales de la Dynamique.

L. Marchis.

Max PLANCK. — Ueber die Grundlage der Lösungstheorie; eine Erwiederung (Sur les fondements de la théorie des dissolutions; réponse). — P. 436-445.

Réponse à une critique de M. Cantor.

L. Marchis.

L. HOLBORN et F. HENNING. — Ueber die Ausdehnung der geschmolzenen Quarzes (Sur la dilatation du quartz fondu). — P. 446-448.

Les auteurs ont trouvé que le coefficient moyen de dilatation linéaire du quartz fondu entre 0° et 1000° a pour valeur :

0,000 000 54.

L. Marchis.

A. SCHMIDT. — Der Energieeinhalt einer unendlich hohen Luftsäule bei konstantem Werte von g und T (L'énergie d'une colonne d'air infiniment haute pour des valeurs constantes de g et de T). — P. 449-452.

G. QUINCKE. — Die Messungen des Hrn. Gallenkamp mit Adhäsionsplatten (Les mesures de M. Gallenkamp avec des plaques d'adhérence).

Critique du mémoire que nous avons analysé page 154 de ce volume.

L. Marchis.

D. KONOWALOW. — Das kritische Gebiet der Lösungen und die Erscheinungen der Opalescenz (Le domaine critique des dissolutions et les phénomènes d'opalescence). — P. 360-392.

Considérons un système formé de deux liquides A et B qui se séparent en deux couches, la couche supérieure étant, par exemple, plus riche en liquide A, et la couche inférieure étant plus riche en liquide B. Lorsque la température et la pression sont telles que les deux couches ont une même composition et ne se distinguent à aucun degré l'une de l'autre, on dit que la température et la pression considérées sont la température et la pression critiques du mélange. Lorsque de tels systèmes sont au voisinage de leur état critique, les phénomènes d'opalescence se présentent comme un caractère remarquablement net. Les liquides opalescents se distinguent des liquides fluorescents en ce que ces derniers donnent une lumière latérale (Seitenlicht), non polarisée, tandis que pour les premiers cette lumière est polarisée dans une direction perpendiculaire au rayon qui traverse le liquide.

L'auteur fait d'abord un historique très complet des relations qui existent entre l'état critique d'un mélange liquide et le phénomène

de l'opalescence. Il se propose de rechercher quels rapports existent entre le même phénomène et les variations de la tension de vapeur du mélange liquide. Il mesure la tension de vapeur en déterminant le poids de vapeur entraînée par un volume déterminé d'air passant au-dessus du liquide. L'auteur fixe ensuite les caractères qui indiquent que l'on se trouve dans le domaine critique d'un mélange liquide et cite à ce propos les caractères admis par Rothmund, Friedländler et Guthrie. Il décrit ensuite les phénomènes d'opalescence observés par lui dans ces conditions et en recherche la cause.

L. Marchis.

TRAVAUX NÉERLANDAIS.

L.-H. SIERTSEMA. — Die Dispersion der magnetischen Drehung der Polarisationsebene in Wasser im sichtbaren Spektrum (La dispersion rotatoire magnétique de l'eau dans le spectre visible). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 73.

L'auteur s'est proposé de reprendre les mesures de Verdet et de Van Schaik sur la rotation magnétique dans l'eau; à cet effet, il a employé deux dispositifs expérimentaux différents. Le premier est celui dont il s'est servi pour étudier les solutions salines [1]; la bobine magnétisante avait 30 centimètres de long et 1107 tours de fil, dans lesquels passait un courant d'environ 60 ampères. L'eau était contenue dans un tube cylindrique de 55 centimètres de long et de 45 millimètres de diamètre, fermé par des lames de glace à faces parallèles, qui sortaient suffisamment de la bobine pour que l'influence du champ de celle-ci sur les lames fût nulle. Les rotations étaient d'environ 11° pour le rouge et 35° pour le violet; toutes les précautions étaient prises pour annuler, par des corrections appropriées, les causes d'erreur connues. La rotation correspondant à une longueur d'onde connue λ était divisée par l'intensité du courant magnétisant, et le quotient divisé à son tour par la rotation correspondant à la lumière du sodium et à un courant d'un ampère. On obtenait ainsi le rapport ρ, dont trois séries d'expériences ont fourni 38 valeurs relatives à des longueurs d'onde comprises entre 405 et 701 $\mu\mu$.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 60-61; 1902.

Le second dispositif est celui que l'auteur a employé pour mesurer la rotation magnétique dans les gaz ([1]); ici le tube-laboratoire a 231 centimètres de long et est situé dans l'axe d'une bobine de 2 mètres de long, portant 3650 tours de fil. On obtient ainsi une dispersion beaucoup plus grande qu'avec le premier dispositif; 8 séries d'expériences ont fourni 76 valeurs de ρ.

Si l'on porte les valeurs de λ en abscisses et les valeurs de ρ en ordonnées, les mesures faites avec les deux sortes d'appareils sont assez concordantes pour dessiner une courbe unique.

La différence entre la valeur observée de ρ et la valeur fournie par la courbe ne dépasse 1 0/0 que dans quelques rares cas; généralement elle reste inférieure à 0,5 0/0.

Le tableau suivant donne la comparaison des mesures de l'auteur à celles de Verdet et de Van Schaik, pour lesquelles le ρ relatif à la raie E de Frauenhofer est pris égal à l'unité; les rotations de l'auteur sont légèrement plus faibles que celles de ses devanciers.

	C	D	E	F	G
Verdet ([2])..........	$\rho =$ 0,63	0,79	1,00	1,20	1,55
Verdet ([3])	0,63	0,79	1,00	1,19	1,56
Van Schaik ([4])....	»	0,795	1,00	1,192	1,559
Siertsema (courbe).	0,615	0,786	1,00	1,188	1,544

L.-H. SIERTSEMA. — The dispersion of the magnetic rotation of the plane of polarisation in negatively rotating salt-solutions. — II. Further measurements with potassium ferricyanide (Dispersion rotatoire magnétique de solutions salines à rotation négative. — II. Nouvelles mesures faites sur le cyanure rouge). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 76.

L'auteur reprend avec plus de précision les mesures déjà signalées dans ce recueil ([5]); les deux tubes à dissolution de cyanure rouge et à eau sont fermés par les *mêmes* lames de verre, ce qui réduit énormément le déplacement du spectre quand on substitue l'un des tubes à l'autre; enfin l'emploi de la lumière du soleil donne plus de précision à la détermination des longueurs d'onde. Les observations ont été faites sur des dissolutions à 0,5 — 1 — et 2 0/0; connaissant la

---

([1]) *J. de Phys.*, 3e série, t. VII, p. 288-290; 1898.
([2]) Verdet, *C. R.*, t. LXI, p. 630.
([3]) Verdet, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LIX, p. 415.
([4]) Van Schaik, *Diss. Utrecht*, 1882, p. 31; — et *Arch. Néerl.*, 1re série, t. XVII, p. 386.
([5]) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 60-61; 1902.

rotation magnétique de l'eau d'après les expériences précédentes, on en déduisait la constante de rotation du sel pour chacune des solutions et pour une longueur d'onde un peu variable à la vérité, quand on passe de la solution à l'eau pure. Les expériences ne montrent aucune variation de la constante de rotation avec la concentration, mais montrent une fois de plus l'énorme accroissement de cette quantité lorsqu'on approche de la bande d'absorption correspondant à $\lambda = 490$ $\mu\mu$.

L.-H. SIERTSEMA. — Measurements on the magnetic rotation of the plane of polarisation in liquefied gases under atmospheric pressure. — II. Measurements with methyl chloride (Mesures de la polarisation rotatoire magnétique dans les gaz liquéfiés sous la pression atmosphérique. — II. Cas du chlorure de méthyle). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 80.

L'appareil précédemment décrit [1] a dû être remplacé. Le chlorure de méthyle, provenant du produit commercial plusieurs fois distillé, est contenu dans un tube de verre horizontal de 35 centimètres de long, fermé par deux glaces de verre de 1 millimètre d'épaisseur fixées à la glu marine. Ce tube, ainsi que les nicols polariseur et analyseur, est dans l'axe d'une boîte cylindrique à double paroi refroidie par du chlorure de méthyle et protégée contre l'échauffement de la bobine magnétisante par une couche de laine; le liquide du tube laboratoire intérieur, dans ces conditions, est parfaitement tranquille et exempt de bulles de vapeur.

Les deux nicols sont fixés l'un à l'autre et font un angle de 11° avec leur position à angle droit. La bande noire se déplace d'une extrémité du spectre à l'autre quand l'intensité du courant varie entre 20 et 60 ampères. Connaissant, d'après les mesures antérieures faites sur l'eau, les constantes de rotation pour différentes longueurs d'onde du spectre visible, on vérifie que les produits de ces constantes par les intensités de courant nécessaires pour éteindre ces différentes longueurs d'onde dans le spectre sont sensiblement identiques. La valeur moyenne de ces produits n'est autre que l'angle des sections principales des nicols polariseur et analyseur, exprimée avec une unité complexe. Dans les expériences faites avec le chlorure de méthyle, l'appareil restant le même, le quotient de la valeur précédemment trouvée de l'angle des nicols par l'intensité de courant

[1] *J. de Phys.*, 3e série, t. X. p. 211-212; 1901.

qui éteint une longueur d'onde connue, donne la constante de rotation du liquide pour cette longueur d'onde. On peut ainsi tracer la courbe ayant pour abscisses les longueurs d'onde et pour ordonnées les constantes de rotation du chlorure de méthyle, et former ensuite les quotients des ordonnées par celle qui se rapporte à la longueur d'onde du sodium. La dispersion ainsi trouvée est normale et diffère peu de celle de l'eau et des autres gaz. Dans ces expériences, on ne tient pas compte de la polarisation rotatoire magnétique des lames de verre qui ferment le tube d'expérience; comme cette erreur intervient de la même façon dans les expériences faites sur l'eau et le chlorure de méthyle et que les dispersions sont presque identiques, la cause d'erreur s'élimine d'elle-même sensiblement.

L.-H. SIERTSEMA. — The calculation of $\frac{e}{m}$ from the magnetic rotation of the plane of polarisation for substances without an absorption band in the visible spectrum (Calcul de $\frac{e}{m}$ au moyen du pouvoir rotatoire magnétique des corps dénués de bande d'absorption dans le spectre visible). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 82.

Dans un mémoire analysé dans ce Recueil [1], M. H. Lorentz cherche à expliquer les propriétés du quadruplet de M. Cornu (raie D_1) en admettant que les phénomènes lumineux sont produits par les vibrations d'un *ion* sphérique de rayon a recouvert d'une charge électrique. Cette charge, que l'on suppose liée à la matière pondérale, a, à l'état d'équilibre, une densité superficielle σ partout uniforme, donc une charge totale $e = 4\pi a\sigma^2$. M. Lorentz admet que les points de la surface sphérique ne peuvent se déplacer que dans la surface elle-même et que dans ce mouvement chaque élément conserve sa charge, ce qui donne lieu à des *condensations* et à des *dilatations* de cette charge. Soit ρ la densité superficielle de la matière pondérale qui porte la charge électrique, la masse totale m du support matériel de l'électricité est donnée par $m = 4\pi a^2\rho$.

Pour une substance dont la dispersion est donnée par $n = f(\lambda)$, le déplacement δ de la longueur d'onde λ, dans un champ magnétique qui donne une rotation magnétique ω à une lame de substance d'épaisseur z, est donné d'après Hallo par la formule :

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda} z\delta \frac{dn}{d\lambda}.$$

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 502 ; 1899.

D'autre part, le déplacement δ produit par le champ magnétique H est donné par la théorie élémentaire de l'effet Zeeman, V étant la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\delta = \frac{e}{m} \frac{H\lambda^2}{4\pi V}.$$

Si l'on remarque que $\omega = \rho z H$, ρ étant la constante de rotation de la substance considérée pour la longueur d'onde λ, il vient définitivement :

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{\lambda} \rho \frac{d\lambda}{dn}.$$

L'auteur utilise ses propres expériences sur la polarisation rotatoire magnétique et les mesures connues de dispersion pour le calcul de $\frac{e}{m}$, la longueur d'onde étant celle du sodium ; il trouve ainsi :

Air... $\frac{e}{m} = 1,06 \times 10^7$	H..... $= 1,77 \times 10^7$	CS^2...... $= 0,745 \times 10^7$
CO^2.... $= 0,89$	H^2O... $= 1,25$	Quartz... $= 1,25$

H. KAMERLINGH ONNES. — Expression of the equation of state of gases and liquids by means of series (Expression de l'équation d'état des gaz et des liquides au moyen d'une série). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 71.

H. KAMERLINGH ONNES. — Ueber die Reihenentwickelung für die Zustand gleichung der Gase und Flüssigkeiten (Sur le développement en série de l'équation d'état des gaz et des liquides). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 74.

L'auteur s'est proposé de représenter les expériences de M. Amagat sur l'hydrogène, l'oxygène, l'azote et l'acide carbonique au moyen d'un développement en série ordonnée suivant les puissances de la densité. Après de nombreux essais, il s'est arrêté à la forme :

$$(1) \qquad pv = A + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^4} + \frac{E}{v^6} + \frac{F}{v^8}.$$

v est le volume moléculaire à T° sous la pression de p atmosphères en prenant comme unité le volume moléculaire normal théorique. Dans les conditions normales, on a $A_0 = 1$.

L'unité employée par M. Amagat n'étant pas absolument identique

à l'unité de volume actuelle, désignons par v_A les volumes donnés par M. Amagat et par v_N le rapport de l'unité employée par lui à la nouvelle; on aura $v = v_A v_N$.

Les coefficients A_A, B_A, C_A, ..., F_A, qui représentent les expériences de M. Amagat, donnent

$$(2) \qquad pv_A = A_A + \frac{B_A}{v_A} + \frac{C_A}{v_A^2} + \frac{D_A}{v_A^4} + \frac{E_A}{v_A^6} + \frac{F_A}{v_A^8}$$

avec les relations :

$$(3) \qquad A = A_A v_N, \qquad B = B_A v_N^2, \qquad C = C_A v_N^3, \qquad D = D_A v_N^5, \ldots$$

Le premier terme du développement en série est déterminé par la condition que les lois de Mariotte, de Gay-Lussac, d'Avogadro et Ampère sont applicables rigoureusement lorsque le volume est infiniment grand. Quant aux coefficients B_A, C_A, D_A, E_A, F_A, la première approximation consiste à les déterminer pour chaque isotherme en résolvant cinq équations obtenues au moyen de cinq observations bien choisies. M. Kamerlingh Onnes a vérifié directement qu'avec les six termes de son développement, pour toutes les isothermes étudiées, la différence entre la pression observée et la pression calculée était généralement très inférieure à 1 0/0, même pour les grandes valeurs de la pression. Aux températures inférieures à la température critique, les états saturés ont donné lieu à des équations de condition toutes particulières (critérium de Maxwell). Pour chaque corps, les quantités B_A, C_A, D_A, E_A, F_A, que l'auteur appelle *virial coefficients*, apparaissent comme des fonctions continues de la température. M. K. Onnes introduit les quantités *réduites :*

$$(4) \qquad \mathfrak{p} = \frac{p}{p_K}, \qquad \mathfrak{v} = \frac{v}{v_k}, \qquad \mathfrak{t} = \frac{T}{T_K},$$

de sorte que le développement (1) devient, en posant $\lambda = \frac{p_K v_k}{T_K}$:

$$(5) \qquad \lambda\mathfrak{p}\mathfrak{v} = \mathfrak{A} + \frac{\mathfrak{B}}{\lambda\mathfrak{v}} + \frac{\mathfrak{C}}{\lambda^2\mathfrak{v}^2} + \frac{\mathfrak{D}}{\lambda^4\mathfrak{v}^4} + \frac{\mathfrak{E}}{\lambda^6\mathfrak{v}^6} + \frac{\mathfrak{F}}{\lambda^8\mathfrak{v}^8},$$

avec les relations :

$$(6) \qquad \mathfrak{A} = \frac{A_A}{T_K} v_N, \qquad \mathfrak{B} = \frac{B_A}{T_k^2} p_K v_N^2, \qquad \mathfrak{C} = \frac{C_A}{T_k^3} p_k^2 v_N^3, \text{ etc.}$$

Si l'on considère λ comme ayant la même valeur pour toutes les substances, (5) sera une *isotherme réduite* dont les coefficients pourront être calculés au moyen des relations (6) pour divers corps et pour toute une série de températures. Ces coefficients doivent être des fonctions de la température réduite $\mathfrak{t}$, identiques pour tous les corps. Après de nombreux essais, l'auteur adopte la forme suivante pour ces coefficients :

$$(7)\quad \left\{\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \mathfrak{b}_1\mathfrak{t} + \mathfrak{b}_2 + \mathfrak{b}_3\frac{1}{\mathfrak{t}} + \mathfrak{b}_4\frac{1}{\mathfrak{t}_3} \\ \mathfrak{C} &= \mathfrak{c}_1\mathfrak{t} + \mathfrak{c}_2 + \mathfrak{c}_3\frac{1}{\mathfrak{t}} + \mathfrak{c}_4\frac{1}{\mathfrak{t}_3} \\ \mathfrak{D} &= \mathfrak{d}_1\mathfrak{t} + \mathfrak{d}_2 + \mathfrak{d}_3\frac{1}{\mathfrak{t}} + \mathfrak{d}_4\frac{1}{\mathfrak{t}_3} \\ \mathfrak{E} &= \mathfrak{e}_1\mathfrak{t} + \mathfrak{e}_2 + \mathfrak{e}_3\frac{1}{\mathfrak{t}} + \mathfrak{e}_4\frac{1}{\mathfrak{t}_3} \\ \mathfrak{F} &= \mathfrak{f}_1\mathfrak{t} + \mathfrak{f}_2 + \mathfrak{f}_3\frac{1}{\mathfrak{t}} + \mathfrak{f}_4\frac{1}{\mathfrak{t}_3} \end{aligned}\right.$$

Les vingt derniers coefficients, les quantités λ, p_k, v_k, T_k et A, constituent les vingt-cinq constantes de la formule définitive qui représente, d'une façon très satisfaisante, en particulier les expériences de M. Amagat sur l'acide carbonique. Les divergences nettes entre l'observation et le calcul forment trois groupes : le premier correspond aux fortes valeurs de la pression pour les températures de 30 à 35° ; le second se rapporte à l'équilibre du liquide en présence de sa vapeur et au voisinage de cet équilibre ; le troisième concerne le voisinage immédiat du point critique.

H. KAMERLINGH ONNES et H. FRANCIS HYNDMAN. — Isotherms of diatomic gases and their binary mixtures. — II. The determinations of density with the piezometer of variable volume for low temperatures. — III. The isotherms of Oxygen at 20°,0 — 15,°6 — 0°. — IV. The compressibility of Hydrogen at 0° and 20° determined by the piezometers with variable volume for low temperatures (Isothermes des gaz diatomiques et leurs mélanges binaires. — II. Mesures de densités avec le piézomètre à volume variable à basse température. — III. Les isothermes de l'oxygène à 20° — 15°,6 — 0°. — IV. Compressibilité de l'hydrogène à 0° et 20° obtenue par les piézomètres à volume variable). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 78.

La masse gazeuse sur laquelle on opère s'obtient, connaissant la densité normale (à 0° et à 1 atm.), par la mesure du volume normal dans les mêmes conditions et en suivant le procédé employé par

Schalkwijk (1). La mesure du volume normal est faite avant et après la mesure du volume gazeux comprimé dans des conditions connues de température et de pression.

La détermination des isothermes de 0°, 15°,6 et 20° pour l'oxygène et l'hydrogène a pour but la comparaison des mesures faites par les auteurs à celles de M. Amagat. L'oxygène est préparé par la décomposition pyrogénée du permanganate de potasse et purifié par son passage à travers des absorbants chimiques convenablement choisis. La pureté était éprouvée par la détermination de ses constantes critiques, dont il sera question dans une publication ultérieure. Les résultats sont consignés dans le tableau suivant, où v_A désigne le volume du gaz, le volume normal étant pris pour unité.

Isothermes de l'oxygène.

à 20°,0		à 15°.6		à 0°.0	
p (atm.)	pv_A	p (atm.)	pv_A	p (atm.)	pv_A
23,713	1.0549	36,208	1.0303	22,401	0.9762
26,701	1.0533	36,643	1.0298	27,746	0.9731
29,901	1.0519	38,635	1.0286	34,498	0.9672
45,911	1.0431	39,749	1.0283	38,144	0.9656
48,023	1.0419	42,910	1.0266	43,686	0.9623
48,165	1.0419	47,683	1.0244	43,756	0.9608
48,174	1.0417	49,385	1.0231	45,238	0.9612
50,882	1.0410	51,464	1.0224	48,691	0.9584
50,919	1.0409			55,017	0.9533
54,142	1.0402			60,301	0.9508
56,927	1.0395			66,787	0.9477
65,396	1.0362				

Les résultats relatifs à l'hydrogène, qui sont d'ailleurs en parfait accord avec les mesures de Schalkwijk, sont contenus dans le tableau suivant :

Isothermes de l'hydrogène.

20°,0		0°,0	
p (atm.)	pv_A	p (atm.)	pv_A
47,837	1.1040	44,996	1.0293
48,231	1.1042	49,376	1.0316
52,222	1.1067	49,422	1,0319
56,372	1.1089	53,203	1.0342
56,432	1.1091	54,249	1.0346
56,447	1.1095		

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e sér., t. I, p. 176-178 ; 1902 ; — *J. de Phys.*, 3e sér., t. X, p. 212-213 ; 1901.

B. MEILINK. — On the measurement of very low temperatures. — IV. Comparison of the platinum thermometer with the hydrogen thermometer (Sur la mesure des très basses températures. — IV. Comparaison du thermomètre de platine avec le thermomètre à hydrogène). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 77.

L'auteur se propose de déterminer la relation qui existe entre la résistance électrique d'un fil de platine pur au-dessous de zéro et la température donnée par le thermomètre à hydrogène. Or ce dernier instrument permet de déterminer le point d'ébullition de l'oxygène avec une incertitude moindre que 0°,03 ; cette incertitude correspondrait, dans la mesure de la résistance, à — 180°, à une erreur de $\frac{1}{30}$ 0/0. La résistance employée par M. Meilink affecte la forme d'une spirale de 0mm,1 de diamètre, faisant 50 tours sur un cylindre de verre de 30 millimètres de hauteur et de 41 millimètres de diamètre extérieur, sur la surface extérieure duquel a été taillé un pas de vis. La résistance du fil de platine est de 30 ohms au point d'ébullition de l'oxygène, et elle peut être mesurée avec le pont de Wheatstone à moins de $\frac{1}{100}$ 0/0. Deux des branches du pont sont constituées par des bobines en manganine de résistance connue ; la quatrième branche est constituée par une boîte de résistance de Hartmann et Braun, dont les résistances sont également en manganine, et qui a été étalonnée par l'Institut physico-technique de Charlottembourg.

W.-H. KEESOM. — Contributions to the knowledge of van der Waals ψ-surface. — V. The dependence of the plait-point constants of the composition in binary mixtures with small proportions of one of the components. — VI. The increase of pressure at condensation of a substance with a small admixture (Contributions à la connaissance de la surface ψ de van der Waals. — V. Relation entre les constantes du point de plissement et la composition dans le cas de mélanges binaires contenant un des composants en faible proportion. — VI. Accroissement de pression lors de la condensation d'une substance à laquelle on mêle une faible proportion d'une autre). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n°s 74 et 79.

Soit un mélange binaire formé de $(1 - x)$ molécules d'un corps de poids moléculaire M, de constantes critiques p_k, T_k, v_k et de x molécules d'un autre corps, qui est l'impureté du premier, x étant voisin de zéro. Soient T_{pl} et p_{pl} la température et la pression du point de

plissement du mélange de titre x ; la théorie de Van der Waals donne les relations suivantes :

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{1}{T_k}\frac{dT_{pl}}{dx} &= \alpha - \frac{\left\{\beta - \alpha\left(\frac{\partial\pi}{\partial\tau}\right)\right\}^2}{C_1 \frac{\partial^2\pi}{\partial\omega\partial\tau}} \\ \frac{1}{p_k}\frac{dp_{pl}}{dx} &= \beta - \frac{\partial\pi}{\partial\tau}\frac{\left\{\beta - \alpha\frac{\partial\pi}{\partial\tau}\right\}^2}{C_1 \frac{\partial^2\pi}{\partial\omega\partial\tau}}, \end{aligned} \right.$$

dans lesquelles on a, R étant la constante des gaz :

$$\alpha = \frac{1}{T_k}\frac{dT_{xk}}{dx}, \qquad \beta = \frac{1}{p_k}\frac{dp_{xk}}{dx}, \qquad C_1 = \frac{MRT_k}{p_k v_k}.$$

p_{xk}, v_{xk}, T_{xk} sont respectivement la pression, le volume et la température absolue critiques du mélange *considéré comme corps homogène*, π, ω et τ étant les valeurs *réduites* de p, v et T données par les relations :

$$p = \pi p_{xk}, \qquad v = \omega v_{xk}, \qquad T = \tau T_{xk}.$$

L'auteur montre que l'on peut, x étant voisin de zéro, admettre les valeurs numériques suivantes :

$$\frac{\partial\pi}{\partial\tau} = 6{,}86, \qquad C_1 \frac{\partial^2\pi}{\partial\omega\partial\tau} = -\ 32{,}2 \quad \text{et} \quad C_1 = 3{,}42.$$

Si donc on connaît α et β et la variation du point de plissement en fonction de x, les équations (1) permettront de calculer la température et la pression critiques du corps *pur*. Pour comprendre le calcul de α et β, il faut se reporter au mémoire de MM. Kamerlingh Onnes et Reinganum (¹), dont le travail actuel est la continuation. La pression du mélange considéré comme homogène est donnée par l'équation :

$$p = \frac{RT}{v - b_x} - \frac{K_x}{T(v + nb_x)^2}.$$

dans laquelle $n = 1{,}641$ et

$$K_x = K_{11}(1 - x)^2 + 2K_{12}x(1 - x) + K_{22}x^2$$
$$b_x = b_{11}(1 - x)^2 + 2b_{12}x(1 - x) + b_{22}x^2,$$

l'indice 1 se rapportant au corps prépondérant et l'indice 2 à l'im-

pureté; x étant petit, on démontre que α et β sont donnés par les relations :

$$\alpha = \frac{K_{12}}{K_{11}} - \frac{b_{12}}{b_{11}}, \qquad \beta = \frac{K_{12}}{K_{11}} - 3\,\frac{b_{12}}{b_{11}} + 2.$$

L'auteur montre, sur différents mélanges, que ces formules conduisent à des résultats peu éloignés de la vérité.

CH. HARTMAN. — On the first plait in Van der Waals free energy surface for mixtures of two substances (Sur le premier pli dans la surface ψ de van der Waals). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 3.

Ce mémoire, qui a servi à l'auteur de thèse pour le doctorat, est l'histoire de tous les perfectionnements qui ont été apportés depuis plusieurs années, par lui et les autres physiciens, à la conception de van der Waals relative à l'étude des propriétés des mélanges binaires. M. Hartman revient avec insistance sur la question à propos de laquelle M. P. Duhem et lui sont divisés, à savoir si les isothermes théorique et expérimentale d'un mélange binaire peuvent se couper en deux points (1), et il maintient ses conclusions premières avec l'approbation officielle de ses maîtres. Enfin l'auteur cite tous les mélanges binaires étudiés jusqu'ici, qui rentrent dans les trois types de courbes auxquelles donne lieu la représentation des isothermes dans le plan des p, t (Duhem); le troisième type, celui pour lequel la ligne de plissement est fortement courbée et tourne sa concavité vers l'axe des ordonnées, qu'on n'avait pour ainsi dire pas rencontré il y a quelques années, commence à être mieux connu. Une bibliographie très complète de la question des mélanges binaires accompagne cet important mémoire.

E. van EVERDINGEN. — Quelques remarques sur l'application de la théorie des électrons à l'augmentation de la résistance électrique dans un champ magnétique et au phénomène de Hall. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 72.

Dans un rapport présenté au Congrès international de Physique de 1900 (2), M. J.-J. Thomson, en appliquant les équations connues

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 164; 1901.
(2) *Rapports du Congrès international de Physique*, t. III, p. 138; 1900.

du mouvement d'un électron, dans un champ magnétique perpendiculaire au champ électrostatique, au cas particulier d'un électron commençant le libre parcours avec une vitesse parallèle à la direction de la force électrique, trouve pour les chemins parcourus parallèlement à la force électrique, dans l'intervalle de deux collisions, avec et sans champ magnétique H, un rapport égal à $1 - \frac{1}{3} Hu_0^2$, u_0 étant la vitesse acquise sous l'influence d'un champ électrique égal à 1. De là, M. J.-J. Thomson conclut à une *augmentation* relative de résistance égale à $\frac{1}{3} Hu_0^2$.

Le physicien anglais n'ayant pas tenu compte de ce que l'intervalle de temps qui sépare deux collisions n'est pas le même quand le champ magnétique est excité et quand il ne l'est pas, l'auteur refait la théorie en considérant, à l'exemple de M. Riecke, le mouvement irrégulier naturel des électrons; et il arrive à ce résultat inattendu qu'on devrait observer non une augmentation, mais une diminution de résistance, et qu'en vertu d'un tel mouvement l'effet Hall ne devrait pas exister (1).

E. van EVERDINGEN. — Recherches sur les phénomènes que présentent les métaux traversés par un courant électrique ou calorifique dans un champ magnétique. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, supplément n° 72.

Ce mémoire donne un aperçu de toutes les recherches qui ont été faites sur le phénomène de Hall au Laboratoire de physique de l'Université de Leyde depuis 1895, d'abord par M. Lebret, puis par l'auteur lui-même. Elles sont suffisamment connues des lecteurs du *Journal de Physique* (2) pour qu'il ne soit pas nécessaire d'y revenir; elles constituent une monographie en cent et quelques pages du phénomène de Hall chez les solides; le cas des liquides est laissé complètement de côté.

E. MATHIAS.

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 60; 1902.
(2) *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 214-219; 1901; — 4e série, t. I, p. 59-60; 1902.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CXXXIII; 2e semestre 1901 (*suite*).

PEROT et CH. FABRY. — Mesures de longueurs d'onde dans le spectre solaire; comparaison avec l'échelle de Rowland. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 153.

La méthode employée pour ces mesures a été déjà décrite. L'échelle de Rowland présente quelque incertitude, ainsi que cela résulte de la considération du rapport de la longueur d'onde λ_R observée par Rowland à la longueur d'onde λ observée par les auteurs.

Voici le tableau des nombres obtenus par 33 raies du spectre solaire :

λ_R	λ	$\frac{\lambda_R}{\lambda}$	λ_R	λ	$\frac{\lambda_R}{\lambda}$
464,3645	464,3483	1,0000349	549,7735	549,7536	1,0000362
470,5131	470,4960	1,0000363	550,7000	550,6794	1,0000374
473,6963	473,6800	1,0000344	558,6991	558,6778	1,0000381
478,3613	478,3449	1,0000340	571,5308	571,5095	1.0000373
485,9928	485,9758	1,0000350	576,3218	576,3004	1,0000371
492,4107	492,3943	1,0000333	586,2582	586,2368	1,0000365
500,2044	500,1881	1,0000326	593,4881	593,4666	1,0000362
509,0954	509,0787	1,0000328	598,7290	598,7081	1,0000349
512,3899	512,3739	1,0000312	601,6861	601,6650	1,0000351
517,1778	517,1622	1,0000302	606,5709	606,5506	1,0000335
524,7259	524,7063	1,0000316	615,1834	615,1639	1,0000317
524,7737	524,7587	1,0000286	623,0943	623,0746	1,0000316
534,0121	236,9956	1,0000309	632,2907	632,2700	1,0000327
534,5991	534,5820	1,0000320	633,5554	633,5346	1,0000328
536,7669	536,7485	1,0000343	640,8233	640,8027	1,0000321
541,0000	540,9800	1,0000370	647,1885	647,1666	1,0000338
543,4740	543,4544	1,0000361			

B. BRUNHES. — Observation de couronnes antisolaires au Puy de Dôme. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 1204.

M. Brunhes a observé au sommet du Puy de Dôme les couronnes antisolaires ou spectre de Brocken [1]. Les mesures et l'ensemble des observations effectuées par M. David, météorologiste, amènent à cette conclusion que les rapports du diamètre intérieur de la pre-

---

[1] MASCART, *Optique*, t. III, p. 424.

mière couronne et des diamètres des suivantes au diamètre extérieur de la première conservent des valeurs constantes; la dispersion serait donc indépendante de la grosseur des gouttes.

G. DE METZ. — Capacité électrique du corps humain.
C. R., t. CXXXIII, p. 333.

M. Bordier (1895) et M. Dubois (1898) ont annoncé, pour la capacité du corps humain, des nombres variant entre 0,0025 et 0,1650 de microfarad. Les mesures que l'auteur a faites dans des conditions variées ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Le corps humain se charge tout comme un conducteur métallique;

2° Sa capacité électrique reste constante, quand on change le voltage appliqué de 100 à 1000 volts;

3° Elle est exactement égale à la capacité électrique d'un conducteur métallique, de la même forme et ayant les mêmes dimensions; elle paraît être en rapport direct avec la taille et le volume de la personne;

4° Sa valeur absolue change avec les circonstances et la pose. Elle atteint sa valeur normale 0,00011 de microfarad, lorsque la personne est bien isolée, au milieu d'une grande pièce, loin des surfaces conductrices. La capacité augmente très sensiblement lorsque la personne est entourée de surfaces métalliques.

CH.-EUG. GUYE. — Sur la valeur absolue du potentiel dans les réseaux isolés des conducteurs présentant de la capacité. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 388.

Il est important, au point de vue pratique, de connaître en chaque point d'un réseau de conducteurs bien isolés la valeur absolue du potentiel. L'auteur traite ce problème dans sa généralité et admet seulement que les variations de potentiel sont suffisamment lentes pour que l'équilibre électrostatique puisse être considéré comme atteint à chaque instant.

G. VAILLANT. — Sur la couleur des ions. — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 366.

Il résulte de la théorie des ions que, dans les solutions complètement dissociées, ne contenant qu'un ion coloré, la coloration est

indépendante de la nature de l'autre ion. Cette conséquence de la théorie a été vérifiée quantitativement par l'auteur, avec le spectrophotomètre Gouy et la même cuve d'absorption, sur les permanganates de K, Ba et Zn. Deux autres conséquences, à savoir : « 1° que, lorsque l'ionisation est incomplète, la coloration varie avec la concentration et la nature de l'ion non coloré ; 2° que la coloration d'une solution de concentration quelconque doit, dans le cas le plus ordinaire, se relier à son degré de dissociation par une formule à deux modules caractérisant l'un la molécule complète, l'autre la molécule dissociée », ne sont pas contredites par l'expérience qui fournit des nombres qui se classent dans l'ordre prévu par la théorie.

K.-R. JOHNSON. — Sur la décharge disruptive dans les électrolytes. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 332.

M. Johnson (1) était arrivé à des conclusions analogues à celles publiées par MM. Broca et Turchini (*C. R.*, CXXXII, p. 915) et analysées dans ce journal (*J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 679).

H. BAGARD. — Sur la décharge disruptive dans les électrolytes. *C. R.*, t. CXXXIII, p. 927.

En employant des moyens puissants, MM. Broca et Turchini ont obtenu la décharge disruptive dans les électrolytes (2). M. H. Bagard obtient le même résultat en utilisant comme excitateur deux fils métalliques de 1 millimètre de diamètre, disposés horizontalement dans le prolongement l'un de l'autre et isolés du liquide par une gaine épaisse d'un diélectrique solide tel que l'ébonite. La décharge est obtenue à l'aide de deux bouteilles de Leyde dont les armatures intérieures sont réunies aux pôles de la machine électrostatique ou de la bobine en même temps qu'aux deux branches d'un excitateur ordinaire fonctionnant dans l'air. Les armatures externes sont reliées directement aux branches de l'excitateur à liquide. Ce dernier suffit à assurer l'égalité des potentiels sur les armatures extérieures des condensateurs au moment de la charge. Lorsque la décharge disruptive se produit à travers l'excitateur à air, il y a décharge disruptive à travers l'excitateur à liquide.

(1) *Annalen der Physik*, 4e série t. V, p. 125 ; 1901.
(2) *C. R.*, t. CXXXII, 15 avril 1902 ; et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 679.

Maurice LEBLANC. — **Sur la stabilité de la marche des commutatrices.** *C. R.*, t. CXXXIII, p. 679.

Quelques particularités constatées avec les commutatrices sont expliquées par l'auteur; une commutatrice branchée sur une batterie d'accumulateurs produit du courant alternatif triphasé dont la tension est relevée par un premier transformateur, puis abaissée par un second; si l'on augmente graduellement la charge de la commutatrice, la vitesse cesse, à un moment donné, d'être constante pour varier ensuite très rapidement avec la charge.

La commutatrice ayant son transformateur branché directement sur un réseau de distribution, si on fait varier le voltage du courant continu à l'aide d'un survolteur à courants alternatifs, la commutatrice devient le siège de mouvements pendulaires à longue période qui apparaissent lorsque sa charge devient la moitié de celle qu'on atteignait facilement sans le survolteur. On arrive à la suppression de ces mouvements pendulaires en utilisant deux enroulements : le premier monté en dérivation entre les balais de la commutatrice, le second monté en série dans le circuit du courant continu, de façon que sa force magnétisante se retranche de celle du premier enroulement.

A. BLONDEL. — **Méthode nouvelle pour l'étude de la parole et des courants microphoniques.** — *C. R.*, t. CXXXIII, p. 786.

Avec l'oscillographe de M. Blondel, on peut enregistrer les courants microphoniques amplifiés par la résonance électrique. L'arc chantant (Simon et Duddell) permet ce renforcement. La résonance est obtenue avec trois circuits comprenant des transformateurs élévateur et réducteur et un condensateur. Les courbes correspondantes aux voyelles *a*, *e*, *i*, *o* sont comparables aux tracés publiés par le Dr Marage et corrigés par lui.

R. Dongier.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

T. XVI, n° 1 ; juillet 1902.

F.-L.-O. WADSWORTH. — The theory of the ocular spectroscope (Théorie du spectroscope oculaire). — P. 1-12.

F.-L.-O. WADSWORTH. — Description of a new type of focal plane spectroscope and its application to astronomical spectroscopy (Description d'un nouveau type de spectroscope focal. Applications à la spectroscopie astronomique). — P. 12-26.

Dans le spectroscope oculaire, une des trois formes de spectroscopes habituellement en usage dans les travaux astronomiques, le train dispersif est placé directement sur le trajet des rayons issus de l'objectif, à la place de l'oculaire. Comme il est traversé par tous les rayons qui forment l'image de l'étoile, il est beaucoup plus lumineux que le spectroscope composé à fente ; étant très petit, il est bien moins coûteux que le prisme objectif. Ces grands avantages sont malheureusement compensés par un très faible pouvoir séparateur. D'après M. Wadsworth, ce défaut serait dû à l'aberration produite par l'introduction du système dispersif. Cette aberration est d'autant plus faible que l'ouverture angulaire du faisceau qui pénètre dans les prismes est plus petite. Comme on ne peut pas augmenter indéfiniment la longueur des équatoriaux, M. Wadsworth propose de placer en avant du foyer de l'objectif une lentille divergente, qui diminue autant qu'on le veut l'ouverture du faisceau.

W.-B. HUFF. — The arc spectrum with heavy currents (Spectre de l'arc produit par des courants de grande intensité). — P. 27-30.

Les bandes du spectre du carbone peuvent être partagées en deux groupes, l'un affecté au carbone ou à un de ses oxydes, l'autre au cyanogène. En faisant varier de 2 à 200 ampères l'intensité du courant donnant naissance à l'arc étudié, l'auteur a trouvé que, dans chacun de ces groupes, toutes les bandes conservent les mêmes intensités relatives, mais que les bandes du carbone deviennent de plus en plus intenses comparativement à celles du cyanogène. Les bandes du carbone et du cyanogène semblent prendre naissance autour du pôle positif, les courtes raies métalliques provenant des impuretés

des électrodes, vers le pôle négatif. L'étude des spectres des arcs éclatant entre des électrodes métalliques n'a pas donné de résultats bien nets.

PERCIVAL LEWIS. — The spectra of cathodo-luminescent metallic vapors (Spectres de vapeurs métalliques rendues luminescentes par les rayons cathodiques). — P. 31-35.

On sait que les vapeurs du sodium et du potassium deviennent fluorescentes sous l'influence de la lumière solaire. Les rayons cathodiques étant bien plus efficaces que les rayons solaires pour produire la fluorescence des solides, on peut s'attendre à ce que leur action soit aussi bien plus grande sur les vapeurs. M. Percival Lewis l'a démontré en employant un tube où la vapeur métallique pouvait recevoir les rayons cathodiques tout en étant à l'abri de l'action directe du courant. Ces rayons colorent en orangé la vapeur de sodium aux températures inférieures au rouge, en jaune verdâtre aux températures supérieures. Le potassium donne une vapeur pourpre ; la vapeur du magnésium devient d'un vert éclatant; celle du mercure, vert pâle et non rose, comme Hertz l'avait observé. Le zinc donne une vapeur qui est colorée en lilas clair, aux températures inférieures au rouge, en pourpre aux températures supérieures. La vapeur du cadmium est lavande aux températures basses, violette aux températures élevées.

Le bismuth, le plomb, l'étain, l'antimoine et l'aluminium ne donnent pas de luminescence appréciable.

Les vapeurs luminescentes observées au spectroscope montrent le plus souvent les raies observées dans les flammes ou dans les étincelles faibles.

A. PEROT et C. FABRY. — A reply to the recent article by Louis Bell (Réponse à l'article récent de Louis Bell). — P. 36.

MM. Perot et Fabry se défendent des critiques formulées par M. Louis Bell (*Astroph. Journ.*, t. XV, p. 157, avril 1902) contre leurs méthodes d'interférence et les corrections qu'ils ont appliquées aux tables de Rowland.

J. BAILLAUD.

JUIN 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

JUIN 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — JUILLET 1903.

(Clos le 1er Juin.)

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France..	17 fr.
Etranger..	18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR L'EXISTENCE, DANS LES RADIATIONS ÉMISES PAR UN BEC AUER, DE RAYONS TRAVERSANT LES MÉTAUX, LE BOIS, etc.;

Par M. BLONDLOT [1].

Un tube focus émet, comme je l'ai constaté, certaines radiations analogues à la lumière, et susceptibles de traverser les métaux, le papier noir, le bois, etc. [2]. Parmi ces radiations, il en existe pour lesquelles l'indice de réfraction du quartz est voisin de 2. D'autre part, l'indice du quartz pour les rayons restants du sel gemme, découverts par le professeur Rubens, est 2,18. Cette ressemblance des indices m'a conduit à penser que les radiations que j'ai observées dans l'émission d'un tube focus pourraient bien être voisines des rayons de Rubens, et que, par suite, on pourrait peut-être les rencontrer dans l'émission d'un bec Auer qui est la source de ces rayons. J'ai alors fait l'expérience suivante : Un bec Auer est enfermé dans une sorte de lanterne en tôle de fer, close de toutes parts, à l'exception d'ouvertures destinées au passage de l'air et des gaz de la combustion et disposées de manière à ne laisser échapper aucune lumière ; une fenêtre rectangulaire large de 4 centimètres, haute de $6^{cm},5$, pratiquée dans la tôle à la hauteur du manchon incandescent, est fermée par une feuille d'aluminium épaisse d'environ $0^{mm},1$. La cheminée du bec Auer est en tôle de fer ; une fente large de 2 millimètres et haute de $3^{cm},5$ y a été pratiquée vis-à-vis le manchon, de façon que le faisceau lumineux qui en sort soit dirigé sur la feuille d'aluminium. Hors de la lanterne, et devant la feuille d'aluminium, on place une lentille biconvexe en quartz ayant 33 centimètres de distance focale pour la lumière jaune, puis, derrière cette lentille, l'excitateur donnant de très petites étincelles, que j'ai décrit dans une Note précédente [3] : l'étincelle est produite par une bobine d'induction extrêmement faible, munie d'un interrupteur tournant fonctionnant avec une très grande régularité.

La distance p de la lentille à la fente étant de $26^{cm},5$, on constate, à l'aide de la petite étincelle, l'existence d'un foyer d'une grande netteté à une distance $p' = 13^{cm},9$ environ : en ce point, en effet, l'étincelle prend un éclat notablement plus grand qu'aux points

[1] Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences*, 11 mai 1903.
[2] *C. R.*, t. CXXXVI, 23 mars 1903, p. 735 ; — *J. de Phys.*, p. 339 de ce vol.
[3] *C. R.*, t. CXXXVI, 2 février 1903, p. 284.

voisins, situés soit en avant ou en arrière, soit à gauche ou à droite, soit plus haut ou plus bas ; la distance de ce foyer à la lentille peut être déterminée à 3 ou 4 millimètres près. L'interposition d'une lame de plomb ou de verre épais de 4 millimètres fait disparaître l'action sur l'étincelle. En faisant varier la valeur de p, on obtient d'autres valeurs de p', et, en substituant ces valeurs dans l'équation des lentilles, on obtient pour l'indice la valeur 2,93, moyenne de déterminations aussi concordantes qu'on pouvait l'attendre du degré de précision des observations. Des expériences analogues, exécutées à l'aide d'une autre lentille de quartz ayant une distance focale principale de 12 centimètres pour les rayons jaunes, ont donné pour l'indice la valeur 2,942.

En poursuivant ces expériences, j'ai constaté l'existence de trois autres espèces de radiations, pour lesquelles l'indice du quartz a les valeurs respectives 2,62 ; 2,436 ; 2,29. Tous ces indices sont plus grands que 2, ce qui explique le fait suivant : en plaçant sur le trajet des rayons sortant de la lentille un prisme de quartz dont l'angle réfringent est de 30°, disposé de façon à recevoir ces rayons dans une direction sensiblement normale à l'une des faces réfringentes, on n'obtient pas de faisceau réfracté.

Les radiations émises par un bec Auer à travers une lame d'aluminium sont réfléchies par une lame de verre poli suivant les lois de la réflexion régulière, et sont diffusées par une lame de verre dépoli.

Ces radiations traversent toutes les substances dont j'ai essayé la transparence, à l'exception du sel gemme, sous une épaisseur de 3 millimètres ; du plomb, sous une épaisseur de $0^{mm},2$; du platine, sous une épaisseur de $0^{mm},4$, et de l'eau. Une feuille de papier à cigarettes, qui est complètement transparente quand elle est sèche, devient absolument opaque lorsqu'elle est imbibée d'eau. La figure ci-dessous reproduit les impressions faites en 40 secondes sur une plaque sensible, sans appareil photographique, avant et après que la feuille de papier interposée entre la lentille et l'étincelle eut été mouillée : la photogravure, faite d'après un tirage sur papier, montre que, dans le premier cas, l'étincelle est notablement plus éclatante.

Ces impressions photographiques sont produites par la petite étincelle modifiée par les rayons, et non par les rayons eux-mêmes : ceux-ci n'ont produit aucun effet photographique appréciable au bout d'une heure de pose.

Parmi les corps traversés, je citerai le papier d'étain, des feuilles de cuivre et de laiton de $0^{mm},2$ d'épaisseur, une lame d'aluminium de $0^{mm},4$, une lame d'acier de $0^{mm},05$, une lame d'argent de $0^{mm},1$, un cahier de papier contenant 21 feuilles d'or, une lame de verre de $0^{mm},1$, une lame de mica de $0^{mm},15$, une plaque de spath d'Islande de 4 millimètres, une plaque de paraffine de 1 centimètre, une planche de hêtre de 1 centimètre, une lame de caoutchouc noir de 1 millimètre, etc. La fluorine est peu transparente sous une épaisseur de 5 millimètres, de même le soufre sous une épaisseur de 2 millimètres, et le verre sous celle de 1 millimètre. Je ne donne tous ces résultats que comme une première indication, car on n'a pas tenu compte, pour les obtenir, de la coexistence de quatre espèces de radiations dont les propriétés peuvent être différentes.





Il sera d'un haut intérêt de rechercher si d'autres sources, et en particulier le Soleil, n'émettent pas des radiations analogues à celles qui font l'objet de la présente Note, et aussi si celles-ci ne produisent pas d'action calorifique.

Maintenant ces radiations doivent-elles être, en réalité, considérées comme voisines des radiations à très grandes longueurs d'onde découvertes par le professeur Rubens? Leur origine commune dans l'émission d'un bec Auer est favorable à cette opinion ; l'opacité du

sel gemme et de l'eau l'est aussi. Mais, d'autre part, la transparence pour les rayons du bec Auer des métaux et d'autres substances opaques pour les rayons de Rubens constitue une différence, en apparence radicale, entre deux espèces de radiations.

DÉMONSTRATION DE LA LOI DE MAXWELL-BARTOLI;

Par M. H. PELLAT.

Comme on le sait, Maxwell a déduit de la théorie électromagnétique de la lumière, qu'une radiation, en tombant normalement sur une surface, doit produire une pression égale à l'énergie radiante contenue dans l'unité de volume.

Bartoli et, depuis, plusieurs autres auteurs sont arrivés au même résultat, en s'appuyant seulement sur les principes de la Thermodynamique. La démonstration de Bartoli, reprise par Boltzmann (1), est assez bizarre et, comme il n'y en a pas d'autres indiquées dans ce recueil, et que cette loi prend de plus en plus d'importance par les applications qu'on en a faites à l'astronomie physique (queue des comètes, couronne solaire, etc.), je crois ne pas faire œuvre inutile en en donnant ici une démonstration rigoureuse.

Cette démonstration est divisée en deux parties: la première, dans laquelle les lois du rayonnement sont seules appliquées, a surtout pour but de permettre de passer du cas d'un rayonnement en tout sens au cas du rayonnement normal d'une manière rigoureuse; la seconde, fondée sur les principes de la thermodynamique, montre l'existence des pressions produites par les radiations et en donne la grandeur.

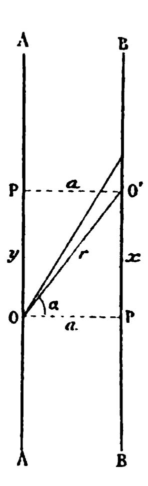
I

Considérons deux plans indéfinis parallèles, l'un AA parfaitement noir, l'autre BB opaque et doué d'un pouvoir réflecteur ou diffusif uniforme ρ à la même température absolue T, et comprenant entre eux un espace vide d'épaisseur a.

---

(1) *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 525; 1885.

Proposons-nous d'abord d'évaluer l'énergie radiante contenue par unité de volume entre ces deux plans.



En désignant par E l'énergie rayonnée dans la direction normale, pendant l'unité de temps, par l'unité de surface du corps noir AA, un élément de surface O, d'étendue ds, envoie pendant l'unité de temps, dans un cône d'ouverture $d\omega$ faisant un angle α avec la normale, une quantité d'énergie d^2U_1 donnée par

$$d^2U_1 = \frac{E}{2\pi} \cos . \alpha \, d\omega \, ds. \tag{1}$$

Si ds' est la surface découpée par ce cône en O' dans le plan BB, on a $d\omega = \frac{\cos . \alpha \, ds'}{r^2}$, en désignant par r la longueur OO'; d'où :

$$d^2U_1 = \frac{E}{2\pi} \frac{\cos^2 . \alpha \, ds \, ds'}{r^2}. \tag{2}$$

La quantité d'énergie contenue dans le cône OO' est donnée par $d^2U = d^2U_1 \frac{r}{V}$, en appelant V la vitesse de la lumière ; d'où :

$$d^2U = \frac{E}{2\pi} \frac{\cos^2 . \alpha \, ds \, ds'}{Vr}. \tag{3}$$

En appelant x la distance PO, comme r et α ne dépendent que de x, on peut prendre pour l'élément ds' la couronne $2\pi x dx$, et en inté-

grant entre $x = 0$ et $x = \infty$, après avoir remplacé cos. α et r par leur expression en x, il vient pour l'énergie totale contenue entre les deux plans et provenant du seul élément ds :

$$dU = \frac{E}{V} a ds, \tag{4}$$

et pour l'énergie provenant d'une étendue S de la surface AA de diamètre infini par rapport à a :

$$U = \frac{E}{V} aS. \tag{5}$$

Mais, par le fait que le plan BB réfléchit ou diffuse une fraction ρ de cette énergie, il faut ajouter à l'expression précédente, pour avoir l'énergie contenue entre les deux plans, la fraction $\rho U = \rho \frac{V}{E} aS$, et, du fait que le corps BB ayant un pouvoir absorbant $1 - \rho$ a un pouvoir émissif qui est la fraction $1 - \rho$ de celui du corps noir AA, il faut ajouter $\frac{E(1-\rho)}{V} aS$ provenant du rayonnement de BB, ce qui donne en tout $2 \frac{E}{V} aS$ pour l'énergie contenue entre une portion S des deux plans ; d'où, pour l'énergie u contenue par unité de volume :

$$u = \frac{2E}{V}. \tag{6}$$

D'après la loi de Stefan, en appelant A une constante, on a $E = AT^4$, d'où

$$u = \frac{2AT^4}{V}. \tag{7}$$

Revenons à l'élément O′ frappé par le rayonnement de l'élément O, et qui en reçoit la quantité d'énergie d^2U_1 par unité de temps, fournie par (2). Si cette surface ds' éprouve de la part de ce rayonnement une force F de pression, celle-ci ne peut être due qu'à la composante normale du rayonnement ; de façon qu'en désignant par k une constante, on a :

$$d^2F = kd^2U_1 \cos. \alpha, \tag{8}$$

ou, en remplaçant d^2U_1 par sa valeur (2) :

$$(9) \qquad d^2F = k\frac{E}{2\pi}\frac{\cos^3.\alpha ds ds'}{r^2}.$$

En désignant par y la distance OP', en remplaçant r et cos. α par leur valeur en y, ds par la couronne $2\pi y dy$, et intégrant depuis $y = 0$ jusqu'à $y = \infty$, on obtient pour la force de pression produite par le rayonnement de la totalité du plan AA sur O' :

$$(10) \qquad dF = \frac{1}{3} kE ds'$$

et, par conséquent, pour la pression p produite en un point quelconque du plan BB :

$$(11) \qquad p = \frac{1}{3} kE = \frac{kV}{2}\frac{u}{3},$$

d'après (6).

Si la surface BB, au lieu de recevoir des radiations dans toutes les directions, ne reçoit que des radiations normales, en appelant dU_1 l'énergie qui tombe pendant l'unité de temps sur la surface ds', et dF la force qui en résulte, on a, d'après (8) :

$$(12) \qquad dF = k dU_1.$$

En appelant u' l'énergie contenue alors dans l'unité de volume, provenant tant des radiations incidentes que des radiations réfléchies ou émises par BB, l'énergie contenue dans l'unité de volume et provenant seulement de l'onde incidente est $\frac{u'}{2}$, comme nous l'avons vu. Par conséquent, on a :

$$(13) \qquad dU_1 = \frac{u'}{2} V ds',$$

d'où, en remplaçant dans (12),

$$(14) \qquad dF = k\frac{u'}{2} V ds',$$

et, par conséquent, pour la pression p' supportée par le plan BB :

$$(15) \qquad p' = \frac{kV}{2} u'.$$

II

Nous allons montrer maintenant que le coefficient k n'est pas nul. et en trouver la valeur.

Pour cela, considérons le système suivant. Un corps de pompe est fermé par une base AA A'A', parfaitement noire sur sa face interne AA; un piston sans frottement est constitué par un corps opaque BB B'B' doué d'un pouvoir réflecteur ou diffusif uniforme sur sa face interne BB. La base ou le piston peuvent recevoir de la chaleur d'une source extérieure au système. Le vide existe entre AA et BB. La température est toujours la même pour les deux corps AA A'A' et BB B'B'; soit T sa valeur absolue. Des forces extérieures au système équilibrent la pression que le piston peut recevoir des radiations. Dans ces conditions, l'état du système ne dépend que de la température T et du volume v contenu entre AA et BB, que nous prendrons pour variables indépendantes, et celui-ci peut être le siège de transformations réversibles. Nous supposerons enfin que le diamètre du corps de pompe est infini vis-à-vis de la distance de AA à BB.

Si dans ces conditions les radiations exercent une pression p sur BB, en faisant varier le volume de dv, le système met en jeu un travail $dW = pdv$. D'autre part, désignons, comme ci-dessus, par u l'énergie radiante contenue dans l'unité de volume; l'énergie contenue entre AA et BB est uv; appelons U_0 la somme des énergies des corps AA, A'A', BB, B'B' et des parois du corps de pompe. Dans une variation élémentaire (dT, dv), on a pour la variation d'énergie dU du système :

$$(16) \qquad dU = dU_0 + vdu + udv.$$

Appelons dQ la quantité de chaleur fournie par la source pour cette transformation, on a :

$$(17) \qquad JdQ = dU + dW = dU_0 + vdu + udv + pdv.$$

Or, en appelant C la capacité calorifique des corps AA, A'A', BB. B'B' et des parois du corps de pompe on a $dU_0 = JC\,dT$; d'où, pour la variation d'entropie du système, puisque la transformation est réversible :

$$(18) \qquad dS = \frac{dQ}{T} = \left(\frac{C}{T} + \frac{v}{JT}\frac{du}{dT}\right) dT + \frac{u + p}{JT}\, dv.$$

Appliquons la loi de Carnot en écrivant que la différentielle de l'entropie est une différentielle exacte ; il vient, en remarquant que C et u ne sont pas fonction de v [Voir (7)] :

$$\frac{1}{JT}\frac{du}{dT} = \frac{1}{JT}\frac{du}{dT} + \frac{1}{JT}\frac{dp}{dT} - \frac{u+p}{JT^2},$$

d'où

(19) $$\frac{dp}{dT} = \frac{u+p}{T} \quad \text{ou} \quad \frac{Tdp - pdT}{T^2} = \frac{u}{T^2}\,dT.$$

Cette relation montre que p ne peut pas être nul si u n'est pas nul, c'est-à-dire qu'elle montre l'existence des pressions produites par les radiations. Pour intégrer, remplaçons u par sa valeur (7) ; il vient :

(20) $$d\,\frac{p}{T} = \frac{2AT^2}{V}\,dT,$$

d'où

(21) $$p = \frac{2AT^4}{3V} + BT = \frac{u}{3} + BT.$$

La constante d'intégration B doit être nulle pour qu'on puisse identifier les expressions (21) et (11). Cette identification donne $\frac{kV}{2} = 1$; d'où, en définitive, pour la pression p due à des radiations venant uniformément dans tous les sens et pour la pression p' due à des radiations normales, d'après (15) :

(22) $$p = \frac{u}{3} \quad \text{et} \quad p' = u'.$$

Cette dernière relation est bien celle de Maxwell. Nous l'avons obtenue, il est vrai, en supposant que le corps radiant a la même température que le corps qui reçoit la radiation. Si ce dernier corps est parfaitement réfléchissant, peu importe évidemment sa température ; dans les autres cas, il paraît peu probable aussi que la température puisse avoir une influence sur la pression qu'il reçoit, pour la même énergie radiante contenue dans l'unité de volume ; pourtant ce n'est pas évident.

Remarquons que, si l'on admet la relation $p' = u'$ comme démontrée par une autre voie, par la théorie électromagnétique de la lumière, par exemple, on déduit de (15) et de (11) $p = \frac{u}{3}$. En portant

cette valeur dans la relation (19), celle-ci devient

$$\frac{du}{u} = 4\,\frac{dT}{T}, \tag{23}$$

d'où, par intégration :

$$u = aT^4, \tag{24}$$

et, en portant cette valeur dans (6), il vient $E = AT^4$; c'est la loi de Stefan. Ainsi la loi de Maxwell-Bartoli et la loi de Stefan sont une conséquence l'une de l'autre, d'après les principes de la thermodynamique. Boltzmann avait déjà signalé ce rapprochement (1).

SUR LE COEFFICIENT σ DE POISSON POUR LE CAOUTCHOUC VULCANISÉ ;

Par M. H. BOUASSE.

Il est singulier qu'on ait tant écrit sur une question où tout le monde est d'accord et où il suffit de s'entendre sur quelques définitions : c'est ce que je vais prouver dans cet article.

1. Le coefficient σ de Poisson se présente sous deux aspects bien différents. On s'est demandé si, dans les formules de l'élasticité parfaite des corps isotropes, la réduction des coefficients doit se limiter à deux ou à un seul. Appelons avec Lamé (*Leçons sur l'élasticité*) λ et μ ces deux coefficients ; on a $\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$. Saint-Venant veut que l'on pose, pour tous les corps isotropes, $\lambda = \mu$, $\sigma = 0{,}25$; Wertheim préfère la relation $\lambda = 2\mu$, $\sigma = 0{,}33$; Lamé admet seulement que λ et μ sont deux constantes positives : si μ est très grand devant λ, $\sigma = 0$; si μ est très petit devant λ, $\sigma = 0{,}50$; σ peut prendre toutes les valeurs comprises entre ces limites. Comme nous ne savons pas si le caoutchouc obéit à la théorie classique de l'élasticité, quittons pour le moment ce point de vue.

2. On peut encore définir le coefficient de Poisson comme le rapport de la diminution de l'unité de longueur, dans la section transversale, à l'allongement de l'unité de longueur, dans le sens longitudinal, quand la traction s'exerce sur un cylindre suivant la

---

(1) BOLTZMANN, *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 526 ; 1885.

longueur seule. D'après cette définition, il n'est pas absurde *a priori* que σ ait une valeur positive quelconque. Comme il semble bien que, si l'on tire sur un fil, la section doit diminuer, il paraît naturel d'admettre que $\sigma > 0$: c'est tout ce que nous pouvons dire.

On ne contestera pas la proposition suivante : *quand on définit des paramètres, il faut admettre comme présomption qu'ils peuvent être constants sans absurdité, car c'est leur seule raison d'être indépendamment de toute théorie.* Or on sait depuis longtemps, et il est facile de le démontrer, qu'avec cette définition du coefficient σ il est absurde de supposer qu'il soit constant pour le caoutchouc, ce qui nous conduit à rejeter cette définition.

3. Soient V_0, L_0, D_0 le volume, la longueur du fil et la longueur d'une de ses dimensions transversales (son diamètre, si la section est circulaire), quand la tension est nulle ; soient V, L, D les mêmes grandeurs quand le fil est tendu par une charge P.

Posons $L : L_0 = \Lambda$, $D : D_0 = \Delta$, $V : V_0 = \Phi$: la deuxième définition donnée ci-dessus s'exprime par la relation

$$\sigma' = \frac{D_0 - D}{L - L_0} \cdot \frac{L_0}{D_0} = \frac{1 - \Delta}{\Lambda - 1}. \tag{1}$$

Nous marquons d'un accent le σ ainsi défini.

On a évidemment

$$\Phi = \Lambda\Delta^2 = \Lambda\,[1 - \sigma'(\Lambda - 1)]^2. \tag{2}$$

De la formule (1) on tire :

$$\Lambda = 1 + \frac{1 - \Delta}{\sigma'}. \tag{1'}$$

Δ ne peut varier qu'entre 1 (état initial) et 0 (état limite pour lequel le fil n'aurait plus qu'une dimension) ; Λ ne peut donc varier qu'entre 1 et $1 + \frac{1}{\sigma'}$. L'expérience montrant que Λ peut prendre expérimentalement une valeur égale à 7 pour du caoutchouc (gomme et soufre), *il faudrait, pour que σ' pût rester constant, qu'il fût égal à* 0,166.

Wertheim comprend si bien que cette conséquence est absurde qu'il se retranche derrière une prétendue analogie avec les gaz : « On sait que, pour les gaz aussi, la loi de Mariotte cesse d'être vraie lorsqu'on les soumet à de très fortes compressions. » Cela revient à dire que σ' est constant quand il l'est.

La critique précédente a été faite explicitement pour la première fois par Thomas (*Les Mondes*, 1869) : Villari répond (*A. Pogg. Ann.*, 143, p. 305) que Wertheim trouve des σ' décroissants à mesure que Λ augmente : ce qui ne fait que confirmer la critique. Cherchons donc s'il n'y aurait pas moyen de déduire des expériences de Wertheim *un paramètre* σ *jouant un rôle analogue à* σ', *se confondant avec lui pour les très petites déformations et par conséquent pour les métaux, et pouvant rester constant sans absurdité pour des déformations très grandes.*

3 *bis*. Wertheim (*Ann. de Phys.*, 1848, XXIII, p. 54) utilise un barreau de caoutchouc d'une section assez grande pour que l'on puisse mesurer directement ses côtés au compas d'épaisseur. Les extrémités du barreau ne sont pas encastrées ; on les emboîte et on les mastique dans deux pièces munies d'anneaux. Pour faciliter le mastiquage, on chauffe légèrement au début les parties qui sont prises dans les pièces de fer et on ne prend les mesures qu'à partir de deux repères tracés sur le caoutchouc à une certaine distance des bouts. Les faibles allongements sont produits par des poids. Pour des charges considérables, le caoutchouc s'allongeant indéfiniment, on maintient la longueur constante. On opère par traction horizontale, on fixe les anneaux à des distances choisies à l'avance, on a tout le loisir pour effectuer les mesures. Les épaisseurs sont prises au dixième de millimètre.

Je rappelle cette technique pour montrer quelles précautions ont été prises et qu'il est bien difficile de faire mieux, *sous le rapport qui nous occupe*. Voici les résultats des expériences de la page 56 du mémoire, celles du tableau n° III auxquelles Wertheim semble attacher une importance particulière :

L_0 millimètres	L	D_0	D	σ'	σ
300	350	9,45	8,89	0,36	0,40
325	400	9,28	8,32	0,45	0,53
350	450	8,93	7,98	0,37	0,45
315	500	9,35	7,58	0,31	0,47
»	550	»	7,21	0,32	0,47
350	600	8,94	6,96	0,31	0,46
»	650	»	6,61	0,32	0,50
305	800	9,46	5,97	0,23	0,48
»	850	»	5,71	0,22	0,49
»	900	»	5,59	0,21	0,49
»	1000	»	5,16	0,20	0,51
357	1100	8,45	4,91	0,20	0,48

Le paramètre σ', dont la valeur est supérieure à 0,40 pour les petits allongements, devient égal à 0,20 pour les plus grands : Λ a alors une valeur voisine de 3. Le caoutchouc vulcanisé pouvant supporter des allongements $\Lambda = 7$ ou 8, Wertheim reste très au-dessous de la limite expérimentale.

Mais voici un fait capital : *calculons le volume du caoutchouc, nous trouvons qu'il reste à très peu près constant et indépendant de l'allongement.*

Röntgen présente cette remarque sous la forme suivante : posons $\Phi = 1$, il vient :

$$\sigma' = \frac{1}{\Lambda - 1}\left[1 - \frac{1}{\sqrt{\Lambda}}\right]. \tag{3}$$

On tire de cette formule :

$\Lambda = 1$	1,25	1,5	2	3	4
$\sigma' = 0{,}50$	0,42	0,37	0,29	0,21	0,17

nombres qui coïncident très sensiblement avec ceux de Wertheim.

4. Est-il maintenant possible de modifier convenablement la définition de Poisson? Röntgen le fait d'une manière très ingénieuse. Pour les très petits allongements, nous pouvons poser arbitrairement

$$\sigma' = \frac{D_0 - D}{D_0} : \frac{L - L_0}{L_0} = \frac{D_0 - D}{D} : \frac{L - L_0}{L} = -\frac{dD}{D} : \frac{dL}{L} = -\frac{d\Delta}{\Delta} : \frac{d\Lambda}{\Lambda}. \tag{4}$$

Définissons σ par cette équation différentielle : ce sera le rapport de la diminution, non plus totale, mais actuelle, de l'unité de longueur dans la section transversale à l'allongement, non plus total, mais actuel, de l'unité de longueur dans le sens longitudinal.

Lorsque σ est constant, l'équation (4) s'intègre immédiatement : on a

$$\log.\ \Delta = -\ \sigma \log.\ \Lambda\,; \tag{5}$$

comme généralement on a $\Phi = \Delta^2\Lambda$, on trouve :

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = (1 - 2\sigma)\frac{d\Lambda}{\Lambda}, \tag{6}$$

et lorsque σ est constant :

$$\log.\ \Phi = (1 - 2\sigma) \log.\ \Lambda. \tag{7}$$

En particulier, lorsque le volume ne varie pas, on a, quel que soit l'ordre de grandeur de l'allongement,

$$\Phi = 1, \qquad 1 - 2\sigma = 0; \qquad \sigma = 0{,}50.$$

On trouve dans la dernière colonne du tableau les nombres σ calculés par la formule (5); ils admettent 0,47 comme moyenne générale. En laissant de côté les trois premières expériences, où l'allongement est faible, la moyenne est 0,48.

Nous possédons ainsi une définition de σ à l'abri de toute critique: mais la question du coefficient de Poisson se réduit à savoir si le volume change ou ne change pas pendant l'allongement.

5. Les expériences sur la variation de volume du caoutchouc par extension sont nombreuses, mais sujettes à critiques. Voici du caoutchouc qui n'a jamais été tendu; on l'allonge pour la première fois. L'allongement peut entraîner un changement de densité permanent. Voici au contraire un caoutchouc qu'on a souvent tendu jusqu'à un certain Λ; il a pris pour tous les allongements compris entre 1 et Λ une certaine stabilité: l'allongement peut ne plus modifier sa densité. Ce sont les deux cas extrêmes: il existe tous les intermédiaires. Or nous ne savons jamais, par la lecture des mémoires, quelles déformations le caoutchouc avait subies antérieurement. Quoi qu'il en soit, la densité varie certainement peu.

Joule (*Phil. Trans.*, 1859, p. 104) fait deux séries sur la même espèce de caoutchouc:

$\Lambda = 1$ Densité $= 0{,}996$; $0{,}991$. $\Lambda = 2$ Densité $= 0{,}995$; $0{,}988$.

Thomas (*Les Mondes*, 1869, p. 578) opère sur des cordes rondes (les faces des barres à section carrée se creusent). Le volume croît de 1 à 2 0/0 quand Λ passe de 1 à 2. Il reprend les mêmes expériences par la balance hydrostatique : il trouve la densité invariable à 1/1000 près, quand Λ passe de 1 à 2,7. Le fil est plus ou moins tendu sur un cadre de laiton.

Villari (*Pogg. Ann.*, 143, p. 295; 1871) opère avec la balance hydrostatique sur une tige ronde; la densité du caoutchouc est 1,28 : il est donc fortement chargé d'impuretés (oxyde de zinc, sulfate de baryte). Il trouve

$\Lambda = 1$	1,69	2,97	4,03
$\Phi = 1$	1,004	1,019	1,036
$\sigma =$	0,50	0,50	0,49

Von Bjerken est le seul à trouver de grandes variations de volume. Pour $\Lambda = 5,2$, il trouve $\Phi = 1,193$. Mais il opère sur des barres de 6 centimètres carrés de section, et on ne sait rien sur la nature du caoutchouc.

6. Röntgen (*Pogg. Ann.*, 159 ; 1876) utilise une méthode moins précise que celle de la balance hydrostatique, mais curieuse. Il emploie une barre rectangulaire de caoutchouc. Quand elle est tendue, il imprime sur une de ses faces un cercle de rayon r, à l'aide d'un tube cylindrique travaillé et plongé dans un vernis noir. On supprime le poids, le cercle se transforme en une ellipse dont on mesure les axes a et b.

On a :

$$\Lambda = r : b, \qquad \Delta = r : a.$$

Caractérisons par les indices 1 et 2 les ellipses qui correspondent aux charges P_1 et P_2.

On trouve aisément :

$$\frac{d\Lambda}{\Lambda} = 2\frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2}; \qquad \frac{d\Delta}{\Delta} = 2\frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2}; \qquad \sigma = \frac{a_2 - a_1}{b_1 - b_2} \cdot \frac{b_1 + b_2}{a_1 + a_2}.$$

Röntgen trouve que σ est constant et égal à 0,46 : on peut le calculer immédiatement avec la formule (5) et une seule expérience. Le résultat est donc toujours le même.

7. Cependant, la méthode de Regnault indique toujours des variations de volume plus considérables que la seule méthode précise et correcte : celle de la balance hydrostatique. La méthode de Regnault consiste à remplir avec un liquide la cavité intérieure d'un tube et à déterminer sa variation de volume pendant l'allongement. Cette variation est égale à celle qu'éprouverait pour le même allongement un tube plein de diamètre égal.

Je prends par exemple les expériences de Pulfrich (*Wied. Ann.*, 28 ; 1886). Elles peuvent se représenter très exactement par la formule (7), en prenant $\sigma = 0,45$. On a par exemple $\Lambda = 2,51$, $\Phi = 1,096$: tandis que Villari donne $\Lambda = 4$, $\Phi = 1,035$. « Je suis porté, dit l'auteur, à attribuer les résultats *isolés* de Villari moins à une différence entre les matières employées qu'à la faible précision de sa méthode expérimentale. » Or : 1° les résultats de Villari, loin d'être isolés, sont ceux de tous les physiciens qui ont employé la balance hydrostatique ; 2° il est bien facile de prouver que cette méthode est la plus

précise. Villari opère sur 130 grammes de caoutchouc ; la densité passe de 1,281 ($\Lambda = 1$) à 1,238 ($\Lambda = 4$), soit d'un volume de $101^{c3},53$ à un volume de $103^{c3},04$. Le changement de poids est $3^{gr},3$; on doit pouvoir le mesurer à 0,01 près.

Mais c'est la méthode de Regnault qu'il faut incriminer. La hauteur initiale du tube dans les expériences de Pulfrich est 1 mètre, il l'allonge jusqu'à $\Lambda = 2,5$, et par conséquent jusqu'à $2^m,5$.

La pression intérieure sur les parties inférieures du tube augmente de $1^m,50$ d'eau. Les conditions théoriques ne sont pas satisfaites et l'accroissement de pression intérieure tend à augmenter le volume. Il faudrait prendre l'eau comme milieu extérieur, et encore toutes les difficultés théoriques ne seraient pas supprimées. La méthode de Regnault, correcte pour les métaux, ne l'est plus pour un corps aussi extensible que le caoutchouc : on ne peut rien en tirer de sûr.

8. En définitive : le caoutchouc conserve pendant l'allongement une densité à peu près invariable et légèrement décroissante. En calculant le coefficient σ d'après la définition (4), on trouve un nombre très voisin de 0,50. Nous pouvons admettre, parce que rien ne s'oppose actuellement à cette hypothèse, que, pour les déformations infiniment petites, on a rigoureusement $\sigma = 0,5$. Plus les méthodes sont dégagées d'hypothèses et de causes d'erreur, plus les résultats expérimentaux sont conformes à ces conclusions.

9. Ceci posé, le caoutchouc obéit-il à la théorie classique de l'élasticité pour les corps isotropes ? Ne considérons donc que des déformations infiniment petites. Soit E le module d'Young défini par la relation :

$$\frac{dL}{L} = \frac{d\Lambda}{\Lambda} = \frac{dP}{sE},$$

où s est la section ; ou encore par la relation équivalente

$$\frac{dL}{L_0} = d\Lambda = \frac{dP}{s_0 E},$$

puisque les déformations sont petites. Soit K le coefficient de compressibilité cubique défini par l'équation $V = V_0 (1 - Kp)$, où p est la pression.

La théorie classique de l'élasticité nous fournit les formules suivantes :

$$E = \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}; \qquad \sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}; \qquad E = 2\mu (1 + \sigma).$$

$$K = \frac{3}{3\lambda + 2\mu} = \frac{3(1 - 2\sigma)}{E}; \qquad C = \frac{\pi}{2} \mu\theta \cdot \frac{R^4}{L}.$$

C est le couple qui correspond à la torsion d'un angle θ d'un cylindre de rayon R et de longueur L. Si, dans ces formules, nous faisons $\sigma = 0,5$, il vient :

$$E = 3\mu, \qquad KE = 0, \qquad C = \frac{\theta R^2}{6} \frac{dP}{dL}.$$

Ces formules sont-elles vérifiées? L'affirmative ne prouvera pas que la théorie s'applique, mais la négative prouvera qu'elle ne s'applique pas.

10. Clapeyron (*C. R.*, 46; 1858) compare les coefficients K et E. Évalués en kilogrammes par millimètre carré, ils ont en moyenne des valeurs de l'ordre suivant : $E = 0,1$, $K = 0,01$.

$$EK = 0,001, \qquad \sigma = 0,4998.$$

Le même raisonnement est repris par M. Amagat (*C. R.*, 99; 1884).

Donc l'hypothèse $\sigma = 0,5$ est bien conforme aux grandeurs relatives de E et de K. Bien entendu les valeurs numériques de ces paramètres sont très différentes suivant le caoutchouc employé ; la conclusion reste toujours la même.

Les formules équivalentes $E = 3\mu$, $C = \frac{\theta R^2}{6} \frac{dP}{dL}$ sont-elles vérifiées?

Toutes les expériences faites sur ce sujet prouvent qu'elles ne le sont pas. A la vérité, il est difficile d'obtenir du caoutchouc vulcanisé parfaitement homogène; la sulfuration n'est généralement pas la même au centre et à la surface; cependant, les différences observées sont trop considérables pour qu'il semble qu'on puisse élever des doutes sur la conclusion. C'était déjà l'opinion de Saint-Venant (*Commentaire sur Navier*, p. 678 ; 1864).

De cette constatation, je tirerai la conclusion pratique suivante. On a le tort, dans les traités classiques, d'étudier le caoutchouc avec les métaux et de le faire servir à des apparences de vérification de la théorie de l'élasticité. L'on se trouve ainsi conduit à énoncer des erreurs et à compliquer une question qui ne présente en soi aucune difficulté. Comment ne pas troubler les idées des commençants en appliquant une théorie *où par hypothèse les déformations sont petites*, à un corps qu'on allonge de 7 ou 8 fois sa longueur et qu'on tord autant dire indéfiniment sans parvenir à le déformer d'une manière notable ?

Mais, si la théorie de l'élasticité ne s'applique pas, pourquoi con-

server une définition expérimentale du coefficient de Poisson qui ne représente plus rien et qui implique une variation continue? J'espère que cet article contribuera à rendre classique en France la définition de Röntgen qui date d'une trentaine d'années.

SUR LA SILICE FONDUE ET L'ANHYDRIDE BORIQUE FONDU;

Par M. A. DUFOUR[1].

Dans des recherches de spectroscopie, j'ai été conduit à utiliser des substances vitreuses, aussi transparentes et aussi diélectriques que le verre ordinaire, mais ayant une constitution chimique mieux définie. Parmi ces substances, deux m'ont paru assez faciles à travailler : la silice et l'anhydride borique. La silice fondue m'a permis d'avoir des tubes de Geissler d'un emploi commode et sûr; j'ai eu avec l'anhydride borique des tubes exempts de silice. J'exposerai plus tard les recherches dans lesquelles ces tubes m'ont servi; je veux simplement indiquer ici comment l'on peut construire, au laboratoire, des tubes et des ampoules de chacune de ces deux matières; je dirai aussi quelques mots des propriétés les plus intéressantes de la silice fondue.

I. — Travail de la silice fondue.

Historique. — Gaudin [2], en 1839, a fondu le quartz pour la première fois en se servant du chalumeau oxhydrique. Il a constaté que le quartz fondu était pâteux et qu'on pouvait facilement l'étirer en fils. Si l'on fait tomber dans de l'eau froide des gouttes de silice fondue, elles ne se fendillent pas; les perles obtenues sont très dures, et, contrairement à ce qui arrive pour le verre soumis au même traitement, elles ne présentent ni trempe ni biréfringence.

M. Armand Gautier [3] a fabriqué, en 1869, des petits tubes de formes diverses, en silice fondue, et les a montrés à l'Exposition universelle de 1878. Dans ces dernières années, avec l'aide de M. Moissan,

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique ; Séance du 20 mars 1903.

[2] *C. R.*, t. VIII, p. 678 et 711.

[3] *C. R.*, t. CXXX, p. 816.

il a essayé, sans grand succès, d'obtenir des objets plus volumineux, par coulée au four électrique.

En 1887, Boys ([1]) mit en relief les précieuses qualités des fils de quartz employés comme fils de suspension.

Dernièrement, M. Shenstone ([2]) a repris la fabrication des tubes par une méthode légèrement différente de celle que j'avais donnée en 1900 ([3]).

Description du chalumeau employé. — La température de fusion du quartz est supérieure à celle du platine; on l'obtient à l'aide d'un chalumeau alimenté par de l'oxygène et par de l'hydrogène ou du gaz d'éclairage.

Les tubes à robinets qui amènent les deux gaz se prolongent par deux tubes concentriques en caoutchouc ; l'oxygène passe dans le tube central, l'autre gaz dans l'espace annulaire. Ces deux tubes viennent déboucher dans un troisième en métal, où se fait le mélange. La partie de ce tube voisine de la flamme doit être en cuivre rouge, à défaut de platine; l'orifice de sortie a un diamètre de 2 à 3 millimètres.

La flamme du chalumeau, alimentée par du gaz d'éclairage et de l'oxygène, ressemble à celle d'un bec Bunsen ; le cône bleu intérieur est d'autant plus petit que la quantité d'oxygène est plus grande. Si l'oxygène est en trop grand excès, la zone de combustion rétrograde dans le bec du chalumeau, et il se produit une petite explosion limitée à l'espace où les gaz sont mélangés; cette explosion n'est jamais dangereuse.

Pour un même débit de gaz d'éclairage, la température de la flamme croît avec la quantité d'oxygène, la température la plus élevée étant à la pointe du cône bleu intérieur. C'est à cet endroit qu'il faut mettre les petits fragments de quartz que l'on veut fondre.

Fabrication d'une baguette. — On prend du quartz transparent et bien pur. Si l'on porte, à l'aide d'une pince, un petit morceau de ce quartz dans la flamme du chalumeau, il éclate aussitôt et plus rien ne reste dans la pince. On remédie à cet inconvénient en « étonnant » le quartz, au préalable. A cet effet, on le chauffe au rouge blanc dans un creuset de terre, puis on le plonge brusquement dans de l'eau distillée. Le quartz se fendille; on obtient ainsi

([1]) *Philosophical Magazine*, t. I, p. 489; 1887.
([2]) *Nature*, t. LXIV, p. 65.
([3]) *C. R.*, t. CXXX, p. 775 et 1753.

un corps blanc, très friable, ressemblant à de la porcelaine ; on peut alors le chauffer brutalement sans qu'il éclate.

Ce quartz étonné est réduit en fragments de quelques millimètres de côté ; à l'aide d'une pince, l'un d'eux est porté dans la flamme, au sommet du cône bleu ; avec une autre pince, on saisit un deuxième fragment de quartz et on le colle au premier, dans la flamme. On en soude ainsi plusieurs à la suite les uns des autres ; le tout est fondu, puis étiré légèrement de façon à constituer une baguette de silice sensiblement cylindrique. Le quartz étant très lumineux au moment de sa fusion, il est bon de se protéger les yeux par des lunettes noires.

Pour que la baguette contienne le moins possible de bulles d'air, il faut fondre les fragments de quartz toujours du même côté, de manière que la zone fondue gagne peu à peu, sans jamais englober la partie non fondue.

Cette fabrication est très fastidieuse ; il faut, en effet, une heure pour faire 4 à 5 baguettes de 30 centimètres de longueur et 2 millimètres de diamètre. C'est avec ces baguettes que l'on fabrique les fils et les tubes.

Fabrication des fils de silice fondue ou fils de quartz. — Le procédé dont je me sers pour obtenir une grande quantité de fils de quartz, d'un diamètre supérieur à $0^{cm},0010$ environ, consiste à enrouler sur une poulie le fil qui s'étire d'une baguette de silice, dont une extrémité est maintenue en fusion à l'aide du chalumeau. Pour réaliser cette préparation, on commence par fixer dans un trou fait sur la circonférence de la poulie un fragment de baguette ; on y soude l'extrémité d'une autre baguette un peu grosse, et, quand l'endroit de la soudure est bien fondu, on met la poulie en rotation, en maintenant l'extrémité du cône bleu de la flamme sur la partie qui s'étire ; il vaut mieux que ce cône bleu lèche la baguette du côté qui regarde la poulie. On obtient ainsi un fil très long et de diamètre constant sur une grande longueur, mais relativement assez gros.

Les fils très fins, ayant de $0^{cm},0001$ à $0^{cm},0010$, s'obtiennent par un autre moyen. Je rappelle le procédé de l'arbalète, imaginé par Boys ; il est excellent pour avoir des fils très longs et très fins. Mais, la plupart du temps, on a besoin de fils ayant au plus 30 à 40 centimètres de longueur. Il est alors beaucoup plus commode de les faire par le procédé Threlfall.

Une baguette de silice est amincie en un point, puis coupée dans

la flamme. En recollant ensemble ces deux parties, puis les séparant dans la flamme, il se produit un fil qui est étiré et entraîné par le courant de gaz chaud. On obtient un fil à chaque opération, et, pour recueillir les fils ainsi produits, il suffit de placer au-dessus du chalumeau une feuille de carton horizontale, garnie d'épingles, où les fils viennent s'accrocher [1].

Ces fils très fins sont assez difficiles à saisir. Pour rendre cette opération plus commode, M. Blein opère de la façon suivante : après avoir amené le milieu de la baguette à l'état de fil assez gros, il le porte dans la flamme rendue un peu molle en diminuant la quantité d'oxygène ; le fil devient plastique, il s'incurve, et, au moment où il s'élève en l'air, M. Blein retire les deux morceaux de baguette ; le fil très fin qui s'est produit reste attaché à l'un d'eux.

Fabrication d'un tube en silice fondue. — Pour faire un tube, j'enroule une baguette, dans la flamme, de manière à constituer une hélice dont les spires se touchent. Quand cette opération est bien faite, il ne reste aucun trou dans la paroi du tube ; s'il en reste, on les bouche dans la flamme avec l'extrémité d'une baguette. Le tube ainsi obtenu n'est qu'ébauché ; il a une extrémité ouverte, l'autre est fermée.

On fond alors, de proche en proche, la paroi du tube, et l'on souffle à la bouche, à l'aide d'un tube de caoutchouc, de manière à régulariser l'épaisseur de cette paroi, et à donner au tube une forme cylindrique ; on l'amène au diamètre voulu en le gonflant ou en l'étirant.

Les tubes d'un diamètre inférieur à une dizaine de millimètres se coupent très facilement, comme les tubes de verre, avec un couteau à verre bien aiguisé. Pour les tubes d'un diamètre plus grand, surtout s'ils sont minces, il vaut mieux affaiblir beaucoup, à l'aide de la flamme, en soufflant légèrement, la paroi sur tout le pourtour du tube, à l'endroit où on veut le couper ; puis, en donnant de légers coups sur cette partie mince, avec le couteau à verre, on la fait sauter.

Il est très facile de faire sur ces tubes des soudures en T, des soudures intérieures, etc. ; le même tube peut être retouché indéfiniment. Aucune habileté n'est nécessaire dans ce travail ; contrairement à ce qui arrive pour la construction des appareils en verre, tout

---

[1] On trouvera dans Threlfall [*On laboratory Arts*, 1898 (chez Mac Millan, London)] un exposé très complet de la fabrication de ces fils et tous les renseignements concernant leur manipulation (p. 196 à 226).

le monde est capable de faire, sans aucun apprentissage, un objet en silice fondue, de quelque forme qu'il soit.

En revanche, il faut une patience considérable pour faire un vase d'un volume assez grand. Je citerai, à ce propos, l'ampoule construite par M. Chappuis, au Bureau International des Poids et Mesures, qui est probablement la plus grosse pièce en silice qu'on ait obtenue par cette méthode. C'est un réservoir de thermomètre à gaz, destiné à des recherches sur les hautes températures, mesurant 5 à 6 centimètres de diamètre sur 22 centimètres de long, terminé par des calottes hémisphériques, et prolongé d'un côté par un tube capillaire de 30 centimètres de longueur environ.

Le prix de revient de ces tubes est assez élevé, à cause du prix de l'oxygène. En me servant d'un chalumeau qui consomme de 80 à 100 litres d'oxygène à l'heure, j'ai trouvé que 1 gramme de silice fondue, à l'état de tube terminé, revenait à 65 centimes environ (1).

II. — Propriétés et applications de la silice fondue.

Je rappelle d'abord les valeurs moyennes des principales constantes mécaniques de la silice fondue (2) :

Densité = 2,2
Ténacité = 10^{10} dynes par centimètre carré
Coefficient d'élasticité = 5,5 10^{11} dynes (3).
Coefficient d'élasticité cubique = 1,4 10^{11} dynes (4).
Coefficient de torsion = 2,5 10^{11} C. G. S. (5).
Torsion résiduelle = Torsion primitive $\times$ 10^{-4} à 10^{-5}.

Dilatation. — La silice fondue a un coefficient de dilatation très petit, d'environ 5 à 10^{-7} entre 0 et 1000°. Sa dilatation est très régulière jusqu'à 1000° ; elle diminue rapidement à partir de cette tempé-

(1) La maison Heraus, à Hanau, associée avec la maison Siebert et Kuhn, à Cassel, fabrique des ballons et des matras en silice fondue. Le volume de ces vases est de 30 centimètres cubes environ, leur diamètre d'à peu près 3 centimètres, et leur prix varie entre 20 et 50 marks. (*Zeitschr. für Elektroch.*, t. XLVI, p. 861, 13 novembre 1902.)

(2) *Phil. Mag.*, 1890 : 2, Boys, p. 116 ; — Threlfall, p. 99.

(3) Voir la définition de ce coefficient dans Violle, *Physique*, t. I, 1re partie, p. 380.

(4) C'est l'inverse du coefficient de compressibilité cubique : voir Violle, *Physique*, t. I, 1re partie, p. 396 et 426.

(5) Appelé « rigidity » par les auteurs anglais : voir Violle, *Physique*, t. I, 1re partie, p. 404.

rature, pour devenir nulle, et se changer en contraction vers 1200° ; la silice présenterait donc un minimum de densité à 1200° (¹).

La silice fondue se dilate, par conséquent, de quinze à vingt fois moins que le verre ordinaire. On peut montrer cette différence d'une manière très frappante : deux baguettes, de 30 centimètres de long environ, l'une de silice, l'autre de verre, sont fixées par une de leurs extrémités à l'intérieur d'un tube de laiton ; les deux extrémités libres sortent de ce tube sur une longueur de 1 centimètre ; la baguette de verre est plus courte que l'autre de un demi-millimètre environ. Un objectif donne leur image sur un écran. Si l'on chauffe le tube de laiton à l'aide d'un bec Bunsen, on voit sur l'écran la baguette de verre s'allonger beaucoup plus que l'autre, lui devenir égale et même la dépasser.

Il résulte de cette différence de dilatation qu'il n'est pas possible de souder la silice au verre. On les réunit par un rodage graissé ou noyé dans du mercure pour le rendre étanche.

Pour la même raison, il est impossible de souder la silice au platine, qui, d'ailleurs, est complètement fondu quand le tube est simplement pâteux et qui n'adhère pas à la silice.

La silice fondue est très peu sensible aux variations brusques de température. Un tube de silice, d'une épaisseur de un demi à 1 millimètre, peut être chauffé au rouge blanc et plongé brusquement dans de l'eau froide sans se briser. Il est nécessaire que le tube soit fermé à l'extrémité qu'on plonge dans l'eau ; si elle est ouverte, l'eau entre dans le tube chaud, s'y vaporise, et le tube est presque toujours cassé.

La silice fondue est donc d'un usage beaucoup plus sûr que le verre pour des recherches sur les hautes températures. Mais il faut se tenir en garde contre les erreurs que pourrait causer le défaut de rigidité que la silice présente vers 1000° et au-dessus.

A froid, la silice est un liquide surfondu ayant les propriétés d'un solide. A la température de la flamme d'un bec Bunsen, sa rigidité n'est plus qu'apparente : en chauffant dans cette flamme une baguette de silice horizontale, maintenue par une extrémité, peu à peu, sous l'influence de son poids, on la voit se courber au point chauffé. A cette température, la silice est donc déjà plastique. Cette

---

(¹) Le Chatelier, *C. R.*, t. CXXX, p. 1703 ; — Callendar, *Chem. News*, t. LXXXIII, p. 151 ; 1901 ; — Holborn et Henning, *Ann. der Physik*, t. X, p. 446 ; 1903.

expérience réussit de même avec les fils de quartz : ces fils se ramollissent et se courbent dans la flamme d'une allumette. M. Joly a fait quelques mesures sur la plasticité de la silice à des températures comprises entre 700 et 1000° [1].

De plus, la silice fondue, maintenue longtemps à une température de 1000° environ, cristallise lentement; la transformation va de la surface à l'intérieur de la masse. La couche cristallisée est craquelée et c'est pourquoi une baguette de silice chauffée ainsi très longtemps devient fragile. C'est sans doute quelque chose d'analogue qui se produit, mais beaucoup plus rapidement, sur les fils de quartz : il suffit de chauffer un instant dans la flamme d'un bec Bunsen un faisceau de fils de quartz pour que ces fils, qui étaient auparavant très souples et très résistants, deviennent cassants et tout à fait inutilisables.

La plasticité et la recristallisation de la silice à ces températures peuvent être gênantes dans certaines recherches; toutefois, les tubes de silice peuvent rendre de grands services, en raison de leur transparence, non seulement à froid, mais même aux températures voisines de 1000°.

Propriétés optiques. — La silice fondue n'est pas biréfringente; son indice moyen, qui est de 1,46, est très inférieur aux indices du quartz, mais voisin de ceux des formes orthorhombique et quadratique de la silice (chrystobalite et tridymite) [3].

Voici les nombres de M. Dufet [2] :

$$n(Li) = 1,4560$$
$$n(D) = 1,4588$$
$$n(Tl) = 1,4611$$

A froid, la transparence de la silice fondue est très grande pour les rayons visibles et même pour les rayons ultra-violets. Un faisceau de fils de quartz se prête très bien à l'expérience des fontaines lumineuses. Cette transparence subsiste, au moins pour les premiers, à toute température inférieure à celle de son point de fusion. J'utilise cette propriété pour faire une expérience de cours relative à la loi de Kirchhoff : un fil de platine placé à l'intérieur d'un tube de silice, est chauffé dans la flamme d'un bec Bunsen. A cette tem-

(1) *Nature*, t. LXIV, p. 102.
(2) Watson, *Phil. Mag.*, 1890-2; p. 117.
(3) Dufet, *Bull. d. séances Soc. Fr. de Phys.*, 4e fasc., p. 39; 1901.

pérature, le fil de platine a un pouvoir émissif considérable; le tube de silice, qui n'émet pas de lumière, n'en absorbe pas non plus; de sorte que l'on voit le fil de platine rouge au travers du tube transparent.

A la température de fusion du quartz, la transparence de la silice disparaît et un fragment de silice chauffé à fusion est extrêmement lumineux. On peut même utiliser la lumière émise dans ces conditions pour projeter les phases de la fabrication d'un tube.

Diélectricité. — Un corps aussi transparent est nécessairement diélectrique. La silice fondue est, en effet, un excellent diélectrique, de même que c'est un mauvais conducteur de la chaleur comme le verre.

Dans beaucoup d'appareils d'électrostatique, on pourrait remplacer les supports isolants que l'on fait en verre par des supports en silice fondue. Grâce à la propriété que possède la silice de pouvoir supporter l'action brutale de la flamme, leur nettoyage est des plus faciles : il suffit de les porter au rouge pendant un instant.

Action des agents chimiques sur la silice fondue. — Les vases en silice fondue résistent très bien à tous les acides, sauf l'acide fluorhydrique; mais il faut se garder d'y mettre des bases fortes comme la potasse ou la soude. Un tube de silice ayant contenu de la potasse se brise quand on le chauffe. Les oxydes métalliques, comme l'oxyde de cuivre, se combinent au rouge à la silice; certains métaux, l'argent, par exemple, l'attaquent aussi.

Lorsqu'on fabrique un tube de silice, il se dépose sur les parties les moins chaudes du tube une poussière blanche : c'est de la silice. D'après Gaudin, elle serait due à une simple volatilisation. M. Shenstone, au contraire, attribue la formation de ce dépôt à l'action des métaux alcalins, que le quartz contient toujours en très faible quantité, sur la silice fondue. J'indiquerai bientôt la véritable cause de cette dévitrification apparente.

III. — Travail de l'anhydride borique.

Le procédé que j'emploie pour faire des tubes en anhydride borique est le même que celui qui sert dans l'industrie pour le verre.

On commence par préparer une masse d'anhydride borique fondu, en chauffant de l'acide borique cristallisé, dans une capsule de platine, sur un fourneau à gaz. Cet acide fond, perd de l'eau qui, en

se dégageant à l'état de vapeur, fait boursoufler la matière. Il faut chauffer assez longtemps pour que la plus grande partie de l'eau s'échappe ; on baisse ensuite légèrement le feu et les bulles en formation sont réabsorbées par l'acide déshydraté. On obtient une masse homogène bien fondue, dont la viscosité se prête au travail à la canne.

Avec une canne en fer, chauffée au préalable, on cueille une certaine quantité d'anhydride borique dans la capsule de platine. Cette masse est roulée sur un plan métallique, en cuivre, par exemple, de manière à la centrer autour de la canne ; on la reporte dans la flamme pour lui donner une température aussi uniforme que possible ; quand la matière est assez plastique, on souffle dans le tube de fer et l'on fabrique ainsi une boule en anhydride borique. Il est difficile de saisir le moment convenable pour souffler ; on y arrive avec un peu de pratique. Pour obtenir un tube, on fait une boule épaisse que l'on étire en soufflant légèrement.

Dans l'air ordinaire, les objets en anhydride borique se recouvrent d'une couche blanche et opaque d'acide borique, qu'un lavage à la potasse fait disparaître. Dans l'air sec, au contraire, ils restent transparents.

On peut travailler un tube en anhydride borique dans le chalumeau à gaz d'éclairage, de la même manière que le verre ordinaire ; mais il faut que la flamme soit très peu chaude : l'anhydride borique fond, en effet, à basse température et sa viscosité diminue beaucoup si la température s'élève.

L'anhydride borique est mauvais conducteur de la chaleur, et son coefficient de dilatation est assez élevé. Il en résulte que, si l'on fait varier brusquement la température d'un point d'une masse d'anhydride borique, cette dernière se fendillera. L'expérience réussit très bien avec le bloc d'anhydride borique que l'on retire de la capsule de platine après refroidissement. Il suffit d'écraser sur ce bloc un morceau de neige carbonique pour qu'il se fendille ; il peut même arriver que les éclats sautent à plusieurs mètres de distance.

Si l'on ajoute à cela que l'anhydride borique se contracte beaucoup au moment de sa solidification, on voit que la réussite d'un appareil fait en plusieurs temps est aléatoire. Il se produit, en général, une fente de chaque côté de l'endroit fondu ; ces fentes peuvent naître plusieurs heures après le refroidissement. Pour les éviter, il est nécessaire de chauffer très peu les parties voisines, de manière que

la variation de température se répartisse sur une longueur assez grande. Cette précaution ne réussit pas toujours ; un appareil en anhydride borique fondu, sans fente, est une rareté.

L'anhydride borique ne se soude pas au verre, mais il peut se souder au platine, et l'opération se fait exactement comme pour le verre ; mais, chose curieuse, il faut bien se garder de recuire la soudure. J'avais fait un four électrique (à spirale de fer noyée dans du sable) pour recuire ces soudures ; toutes celles que j'ai recuites se sont fendues. L'anhydride borique subit peut-être une lente transformation quand on le maintient vers 200 à 300°. Quoi qu'il en soit, ces soudures tiennent quand elles n'ont pas été recuites. Il faut néanmoins les manier avec précaution, car il suffit parfois de les toucher avec la main pour les faire casser. Pour réunir un tube de verre à un tube d'anhydride borique, il faut passer par l'intermédiaire du platine.

Malgré ces difficultés, je suis parvenu à obtenir un tube de Geissler à deux boules, en anhydride borique, soudé à ses extrémités à deux tubes de platine, l'un servant d'osmorégulateur, et l'autre appartenant à la canalisation en verre de la trompe à mercure.

SUR LES REDRESSEURS ÉLECTROLYTIQUES DES COURANTS ALTERNATIFS ;

Par M. R. DONGIER.

I. Le courant alternatif est d'un usage très répandu, à cause des avantages économiques qu'il présente. Les alternateurs qui le produisent se prêtent admirablement à l'utilisation des grandes puissances ; de plus, les transformateurs statiques, qui permettent de faire varier sa tension avec des rendements élevés, ont contribué, en rendant pratique l'emploi des grandes tensions, à étendre les limites du transport de l'énergie à distance.

Le courant alternatif peut, comme le courant continu, servir dans l'éclairage à arc et à incandescence, dans le chauffage électrique. Mais, tandis qu'il se prête moins bien que le courant continu à la mise en marche des moteurs, il ne peut être utilisé dans la charge des accumulateurs et dans les applications de l'électrolyse.

La transformation directe du courant alternatif en courant

continu est ainsi placée au premier rang des progrès à réaliser. Les commutatrices de grandes puissances, qu'on a établies depuis longtemps pour produire cette transformation, fournissent d'excellents résultats. Il n'en est pas ainsi des machines qui sont d'une faible puissance et qui exigent quand même les soins et la surveillance imposés par tout système rotatif. Celles-ci seraient donc remplacées avec avantage par des appareils statiques et robustes, d'un entretien facile et de rendements élevés, comme les transformateurs de tension pour courants alternatifs. La soupape électrolytique a conduit, dans cette voie, à des résultats qui méritent d'être signalés.

II. *Historique.* — Tout dispositif qui, automatiquement, joue le rôle d'un clapet ou d'une soupape, en ne laissant passer le courant que dans un seul sens, peut en principe servir au redressement du courant alternatif. Nombreuses ont été les observations de cette nature.

Buff (1) constata que, dans un électrolyte possédant une électrode en aluminium et une électrode métallique, le courant ne passe pas lorsque l'aluminium est anode, malgré une force électromotrice assez élevée dirigée dans l'électrolyte de l'aluminium vers l'autre électrode; au contraire, lorsqu'on intervertit les pôles, le courant peut circuler du métal vers l'aluminium à travers l'électrolyte.

M. *Ducretet* (2), qui retrouva cette propriété en 1875, indiqua son application dans la télégraphie. La soupape à électrode d'aluminium peut être employée comme organe de sélection; si, en effet, on bifurque le circuit principal en deux circuits contenant des soupapes opposées, chacun de ces circuits, ne laissant passer que des courants de sens bien déterminés mais contraires dans l'un et dans l'autre, sélectionne les signaux télégraphiques d'après le sens du courant qui sert à leur transmission. Le même appareil peut servir d'organe de protection dans tout circuit où seuls les courants d'un sens bien déterminé doivent être admis.

MM. *Jamin* et *Maneuvrier* (3) ont obtenu le redressement des courants alternatifs par un autre procédé. Des deux courants fournis par un alternateur, celui qui passe le plus facilement à travers l'arc électrique va du gros charbon au petit charbon, ou d'une tige de métal à une tige de charbon, ou d'une tige de cuivre vers la surface

(1) *Annales de Liebig*, t. CII, p. 296; 1857.
(2) *J. de Phys.*, 1re série, t. IV, p. 84; 1875.
(3) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. XCIV, p. 1615; 1882.

d'un bain de mercure. Cette propriété a été signalée de nouveau, en 1898, par Eichberg et Kallir [1].

M. *Nichols* [2] a annoncé que le courant fourni par une machine électrostatique va d'une boule à une pointe, à travers l'étincelle, tandis qu'aucun courant ne circule en sens inverse.

M. Liebenow [3] signale que M. *Mangarini*, ayant disposé une électrode de plomb de grande surface et un fil de platine comme deuxième électrode dans une solution aqueuse d'acide sulfurique, observa qu'une force électromotrice alternative rendait la pointe de platine incandescente en même temps qu'un courant pulsatif en partie redressé traversait le circuit de l'électrolyte.

Rappelons enfin que M. *Villard* [4], ayant observé, dans un tube de Crookes avec des électrodes de dimensions très différentes, que la décharge cathodique se produit toujours dans le même sens, a appliqué cette propriété au redressement des courants fournis par le secondaire d'une bobine d'induction actionnée par un courant alternatif.

Il resterait d'ailleurs bien d'autres exemples à citer pour faire une énumération complète des cas où le redressement d'un courant alternatif a été obtenu.

III. *Clapets électrolytiques.* — Les résultats pratiques les plus intéressants ont été fournis par la propriété, découverte par Buff, que possède une *anode* d'aluminium plongée dans un électrolyte d'opposer un obstacle très considérable au passage du courant.

MM. Hutin et Leblanc firent remarquer, en 1891, tout le parti qu'on pourrait tirer de clapets électrolytiques de cette nature ; ils ne poursuivirent toutefois aucune recherche expérimentale. Les essais industriels ont été effectués depuis 1895, principalement par MM. Pollak, Liebenow, Grætz, Wilson, Nodon.

Pour que la soupape électrolytique rende des services dans le domaine de l'industrie, il faut : 1° qu'elle assure le redressement du courant alternatif pour les forces électromotrices efficaces de l'ordre de grandeur de celles employées couramment dans la pratique ; 2° qu'elle permette l'utilisation de toutes les phases du courant alternatif ; 3° qu'elle soit d'un entretien facile et peu susceptible d'altération.

---

(1) *Bulletin de l'Académie royale de Vienne* (*Math. nat.*, Cl. vol. CVII, p. 657 ; 1898).

(2) *Elecktrotechnische Zeitschrift*, t. XII, p. 140 ; 1891.

(3) Congrès de Munich de la Société allemande d'électrochimie, 22-26 juin 1897.

(4) *C. R.*, t. CXXVIII, p. 994 ; 1899.

Ces conditions ne pouvaient être satisfaites sans que des recherches nombreuses soient effectuées concernant le choix de l'électrolyte, le mode de formation de l'électrode active en aluminium, les qualités de l'électrode non active, les procédés de montage et d'assemblage des clapets électrolytiques.

Nous allons passer en revue les principales tentatives qui ont été faites et énoncer les résultats les plus importants qui ont été obtenus.

1° *Nature de l'électrolyte.* -- M. Ducretet n'a publié en 1875 aucune remarque spéciale sur la nature de l'électrolyte. C'est la solution aqueuse d'acide sulfurique qui a été l'objet des tentatives et des recherches les plus nombreuses. MM. Pollak, Grætz, Wilson l'ont successivement employée. Elle permet un fonctionnement régulier ; mais, tandis que le rendement ne dépasse pas 15 0/0, la force électromotrice du courant redressé n'est pas plus élevée que 40 volts. Avec un tel électrolyte, les modifications portant sur les autres parties de l'appareil n'ont pas fourni d'amélioration appréciable. C'est ce qui résulte des expériences très intéressantes de M. Wilson (1), ainsi que des travaux de M. Grætz (2).

Les essais des sels d'aluminium et des aluns que M. Pollak (3) a fait breveter en 1896, les recherches sur le même sujet de M. Grætz en 1897 (4), ont conduit à des conclusions concordantes; les solutions de sels d'aluminium ne fournissent pas de résultats meilleurs que la solution d'acide sulfurique.

L'usage du carbonate et du bicarbonate d'ammoniaque, dont M. Carl Liebenow a fait breveter l'emploi en 1898 (5), ne s'est pas généralisé.

M. Pollak, qui avait déjà réalisé, en 1896 (6), le redressement du courant alternatif pour des forces électromotrices atteignant 100 volts avec des solutions de sels alcalins, a pu obtenir, depuis 1898 (7), un

---

(1) Wilson, *Proceedings of the Royal Society*, vol. LXIII, p. 329; 1898.

(2) *Congrès de Munich*, 1897, et *l'Eclairage électrique*, t. XIV, p. 289.

(3) Pollak, *Brevet allemand* n° 1096; 14 janvier 1896.

(4) *L'Eclairage électrique*, t. XIV, p. 290. *Sitzunsb. der K. Beyr Akad. d. Wissenschaften* (1er mai 1897). — M. Grætz, au moment où il publiait ses résultats, n'avait pas connaissance de ceux obtenus par M. Pollak ; les résultats de ce dernier étaient en effet consignés dans des notices tenues secrètes par le Patent Allemand jusqu'à l'époque de la délivrance des brevets, qui a lieu la plupart du temps plus d'un an après la date du dépôt.

(5) Liebenow, *Brevet allemand* 1898.

(6) Pollak, *Brevet allemand* n° 1096; 14 janvier 1896.

(7) Pollak, *Brevet allemand*, 31 août 1898; n° 107435; — et Blondin, *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 2e série, t. I, p. 326; juillet 1901.

rendement de 75 0/0 et pousser au delà de 140 volts, jusqu'à 200 volts, la force électromotrice du courant redressé en employant les phosphates alcalins de potassium, de sodium ou d'ammonium. Comme il semble que c'est à la découverte d'un tel électrolyte qu'on doit attribuer le succès industriel de la soupape électrolytique, nous allons exposer les principales considérations développées par cet auteur.

Les phosphates alcalins en dissolution se prêtent à la réalisation d'une solution neutre ou très légèrement acide. Il faut que la liqueur ne soit pas alcaline, parce que, s'il en était ainsi, l'attaque des plaques d'aluminium aurait lieu d'une manière permanente. Lorsque le sens du courant est tel que l'aluminium fonctionne comme anode, il y a production à la surface de ce métal d'une couche d'oxyde d'aluminium qui joue le rôle d'une résistance[1], peut-être d'une lame diélectrique[2]. L'acide libre de la liqueur, qui tend à dissoudre cet oxyde, associe son action à celle du courant de sens contraire; celui-ci contribue en effet à la décomposition de l'alcali libre déposé sur l'aluminium remplissant alors le rôle d'une cathode.

Voici les réactions qui sont admises par M. Pollak. Le phosphate de potassium en dissolution dans l'eau est en partie dissocié :

$$4PO^4K^3 + \text{eau} = \underset{\text{ion} -}{4(PO^4)} + \underset{\text{ion} +}{4K^3}.$$

A. — Le courant va de l'aluminium vers le plomb.

Il se produit, à la surface de l'aluminium fonctionnant comme anode, les réactions :

$$4(PO^4) + 6H^2O = 4PO^4H^3 + 6O,$$

et

$$4Al + 6O = 2Al^2O^3;$$

à la surface du plomb fonctionnant comme cathode :

$$4K^3 + 12H^2O = 12KOH + 12H.$$

L'hydrogène est mis en liberté.

B. — Le courant va du plomb vers l'aluminium.

Il se produit du peroxyde de plomb à la surface du plomb fonctionnant comme anode :

$$3Pb + 4(PO^4) + 6H^2O = 4PO^4H^3 + 3PbO^2,$$

(1) BEETZ, *Wied. Ann.*, 2e série, p. 94; 1877.
(2) STREINTZ, *Wied. Ann.*, 32, p. 106 ; 1887 ; — 34, p. 751 ; 1888.

et les réactions suivantes à la surface de l'aluminium fonctionnant comme cathode :

$$2Al^2O^3 + 12K + 6H^2O = 4Al + 12KOH,$$

et

$$4PO^4H^3 + 12KOH = 4PO^4K^3 + 12H^2O.$$

La liqueur revient ainsi à son état initial.

Ces idées sont précisées davantage encore dans l'exposé très complet que M. Blondin en a fait dans *l'Eclairage électrique* et à la Société internationale des électriciens (¹) :

« L'emploi des sels alcalins est indispensable lorsque le nombre des alternances du courant devient de l'ordre de grandeur de celui adopté par l'industrie (80 alternances par seconde). Avec de tels courants, la couche isolante (constituée probablement par un sous-oxyde d'aluminium) doit être réduite très rapidement ; le courant changeant de sens, la lame d'aluminium devient cathode, et il semble que les ions K ou Na puissent produire cette réduction plus rapidement que les ions H, mis en liberté dans le cas d'une solution aqueuse d'acide sulfurique. Les résultats fournis par le phosphate de potassium sont meilleurs que ceux obtenus avec le phosphate de sodium, parce que ce dernier sel détériore plus rapidement les plaques d'aluminium. Le phosphate d'ammonium présente, comme les autres sels ammoniacaux, l'inconvénient de donner lieu à la formation de gaz ammoniac qui s'échappe peu à peu de l'électrolyte, de sorte qu'au bout d'un temps relativement court, il est indispensable soit de changer l'électrolyte, soit d'y remplacer le gaz ammoniac dégagé ; cette opération est délicate et ne peut être faite par addition d'une solution aqueuse ammoniacale, qui aurait l'inconvénient de diluer l'électrolyte. »

Il est vrai que M. Nodon (²), qui a présenté au public, en 1901, un appareil de cette nature sous le nom de « soupape Nodon », et qui emploie une solution concentrée de phosphate d'ammonium, assure avoir pu utiliser le même électrolyte pendant une année de fonctionnement continu, sans qu'il se soit produit de modification sensible dans sa composition ou d'attaque apparente des deux électrodes (³).

(¹) Blondin, *l'Eclairage électrique*, t. XIV, p. 293 ; 1898 ; — t. XXVIII, p. 117 ; 1901 ; — *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 2ᵉ série, t. I, p. 323 ; juillet 1901.

(²) *Electricien*, 13 juillet 1901.

(³) *Electricien*, 28 juin 1902.

MM. Siemens et Halske ont aussi fait breveter [1] (4 janvier 1901) l'emploi des sels ammoniacaux organiques.

Cet exposé entraîne une conclusion: c'est bien à l'emploi, indiqué par M. Pollak, des sels alcalins et spécialement des phosphates que l'on doit de pouvoir redresser le courant alternatif, même lorsque la force électromotrice efficace atteint jusqu'à 200 volts.

2° *Électrodes.* — L'électrode d'aluminium constitue l'organe essentiel du redresseur électrolytique. M. Pollak l'utilise après *formation*. Afin d'enlever les taches de graisse et les paillettes métalliques qui peuvent s'être incrustées dans la lame pendant le laminage, on la laisse séjourner plus ou moins longtemps dans une solution faiblement concentrée de soude caustique. Plongée ensuite dans une solution légèrement acide de phosphate de potassium, on la soumet, comme anode, à l'action d'une force électromotrice qu'on élève graduellement jusqu'à 200 volts; la plaque devient irisée et les impuretés se trouvent recouvertes de croûtes d'aspect terne, qui sont des composés d'aluminium.

Diverses précautions sont indispensables, si l'on veut assurer aux lames d'aluminium une longue durée. Il faut : 1° que ces lames plongent entièrement dans le liquide, afin d'éviter les altérations dues au contact de l'air; 2° qu'au sein de l'électrolyte, les lames d'aluminium ne soient pas en contact avec *d'autre matière que le caoutchouc;* 3° que l'on assure au liquide une température qui ne dépasse pas 40°; 4° que, pendant les temps de repos, les plaques ne séjournent pas dans l'électrolyte, qui tend à dissoudre la pellicule active de l'électrode d'aluminium. Si ces conditions sont satisfaites, on peut obtenir, avec des électrodes de 1 millimètre d'épaisseur, des durées de fonctionnement de 500 à 800 heures.

La deuxième électrode est en plomb. Chacune des électrodes est constituée d'une série de plaques de mêmes dimensions, équidistantes, parallèles les unes aux autres et réunies métalliquement. Les plaques d'aluminium intercalées entre celles de plomb, tout comme dans les accumulateurs, tiennent la place des plaques positives, tandis que les plaques de plomb tiennent la place des plaques négatives. Ce dispositif présente l'avantage d'étendre les limites d'emploi de l'appareil en permettant de grandes différences entre les valeurs extrêmes du courant transformé (de 5 à 30 ampères).

---

(1) Siemens et Halske, *Brevet allemand*, 4 janvier 1901.

On évite que la température du liquide ne dépasse 40° en employant des vases assez profonds pour que la hauteur de la colonne d'électrolyte soit environ trois fois celle des plaques ; l'élévation de température au contact des électrodes provoque des mouvements dans le liquide, et celui-ci se refroidit, tant par rayonnement que par évaporation, assez pour que quatre heures de fonctionnement de l'appareil ne suffisent pas à provoquer une élévation de température de plus de 20° (1).

Enfin un dispositif simple, facile à concevoir, permet de vider les bacs contenant le liquide lorsque les appareils ne doivent pas fonctionner.

M. Nodon, en construisant son appareil, a tenu compte des résultats acquis par ses prédécesseurs. L'électrode active est formée d'un alliage contenant beaucoup d'aluminium (97 0/0) et un peu de zinc (3 0/0). Dans le premier modèle (2), la deuxième électrode était en graphite. Dans le modèle actuel, le graphite est remplacé par du

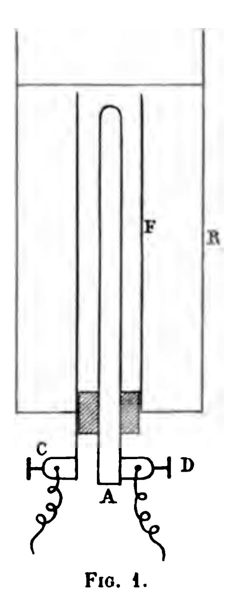


Fig. 1.

fer. Chacun des éléments se compose (*fig.* 1) : 1° d'un tube de fer R fermé à sa partie inférieure par un bouchon isolant de caoutchouc B ;

(1) *L'Eclairage électrique*, t. XXVIII, p. 120 ; 1901.
(2) Nodon, *Brevet allemand*, 26 août 1900.

un second tube F en fer percé de trous est soudé au tube précédent; il porte à la partie inférieure une borne de contact C; 2° d'une tige cylindrique A, en alliage d'aluminium et de zinc, portant une prise de courant D et fixée dans le bouchon en caoutchouc qui ferme la partie inférieure du tube de fer.

Dans les appareils à régime variable, on peut faire glisser un manchon d'ébonite le long de la tige d'aluminium, de façon à en faire varier la surface active.

La formation de l'électrode est effectuée en quelque sorte automatiquement. La soupape n'ayant pas fonctionné depuis quelques heures, la pellicule isolante de phosphate d'aluminium (1) est en partie réduite. On la reforme en introduisant une résistance inductive dans le circuit alternatif et en accroissant progressivement la force électromotrice du courant. Cette opération dure quelques secondes. La résistance électrique présentée par les clapets pendant la période de formation ou de destruction du diélectrique est de l'ordre de 20 à 100 ohms-centimètres, au lieu de 6 ohms-centimètres, ce qui représente la résistance spécifique moyenne de l'électrolyte (2).

Dans le cas où le courant redressé a une intensité un peu forte, on remplace la tige d'aluminium par un tube de même métal à parois épaisses; on réalise ainsi une sorte de cheminée d'appel dans laquelle circule un courant d'air froid qui tend à abaisser la température à l'intérieur des électrolyseurs. On active le refroidissement dans le cas des très fortes intensités, à l'aide d'un ventilateur mû électriquement et disposé au-dessous de l'appareil.

Les dimensions des soupapes sont calculées de manière qu'il passe un courant compris entre 5 et 10 ampères par décimètre carré de surface active de la tige d'aluminium-zinc.

3° *Montage*. — Un seul clapet électrolytique en série sur le circuit d'un alternateur peut permettre la charge, par exemple, d'une batterie d'accumulateurs électriques. Le clapet ne laissant passer le courant que lorsque celui-ci a un sens convenable, la moitié seulement d'une onde complète du courant alternatif sert à la charge de la batterie.

(1) Nous avons vu que M. Pollak considère la pellicule isolante comme un oxyde d'aluminium. M. Nodon l'appelle du phosphate d'aluminium. La nature de cette couche active qui se forme et se déforme pour arrêter ou laisser passer le courant ne serait donc pas encore établie avec certitude. Signalons à ce sujet les recherches de M. K. Norden publiées dans *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. VI, p. 159 et 188; 1899.

(2) Nodon, *C. R. de l'Ac. des Sc.*, t. CXXXI, p. 145; 16 février 1903.

On peut utiliser l'onde entière à l'aide d'un montage, facile à concevoir d'ailleurs, indiqué par M. Pollak en 1896 (1), puis, indépendamment, par M. Leo Grætz (2) au Congrès de Münich, en juin 1897.

Chacun des pôles A et B du circuit qu'on doit faire parcourir par le courant continu (circuit d'utilisation dont on a représenté dans la *fig.* 2 les deux feeders AA′ et BB′) est réuni métalliquement aux deux pôles C et D de l'alternateur; sur chacun de ces circuits est intercalé un clapet électrolytique. Les deux clapets qui aboutissent à un *même pôle* du circuit d'utilisation ont la même polarité, tandis que la polarité des deux clapets qui commandent un des pôles est inverse de la polarité des deux clapets qui commandent l'autre pôle. S'il en est ainsi, le courant de l'alternateur ne peut pénétrer dans le circuit d'utilisation que par un des pôles, qui joue le rôle de pôle positif (AA′ dans le cas de la figure, puisque le courant ne peut traverser le clapet que de l'électrode non active à l'électrode active d'aluminium), et n'en sortir que par l'autre pôle BB′, qui remplit le rôle de pôle négatif. Pendant la demi-période où le pôle C de l'alternateur est à un potentiel plus élevé que le pôle D, les connexions qui entrent en jeu sont CA et B′D ; pendant la demi-période qui suit, où le pôle D est à un potentiel plus élevé que le pôle C, les connexions utiles sont DA′ et BC.

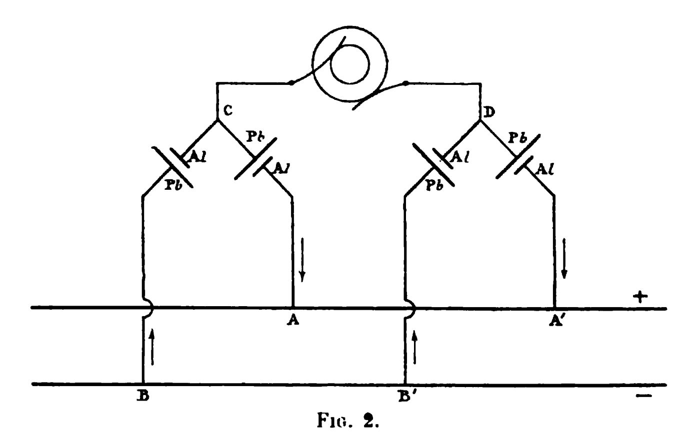


Fig. 2.

Les mêmes règles président au montage en courant alternatif triphasé (*fig.* 3). Les clapets disposés sur les fils conducteurs qui

(1) *Brevet allemand*, 19 juin 1896, accordé seulement le 1er septembre 1897.
(2) *L'Eclairage électrique*, t. XIV, p. 289; 1897.

aboutissent à un même pôle (feeder AA'A") du circuit d'utilisation ont la même polarité. Cette polarité est inverse de la polarité des clapets

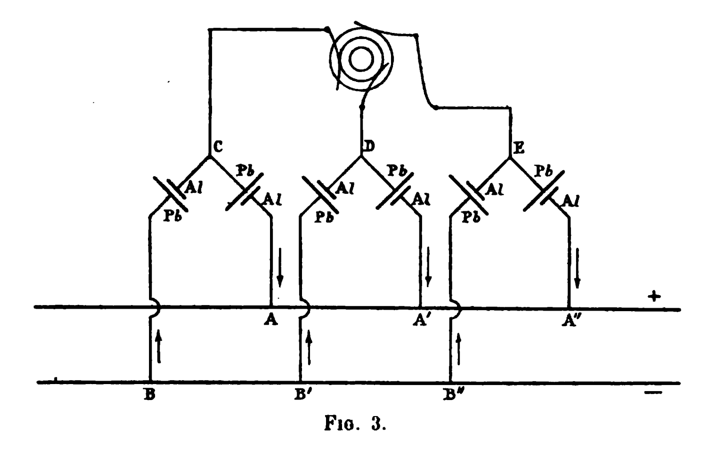


Fig. 3.

intercalés sur les fils qui aboutissent à l'autre pôle (feeder BB'B") du circuit d'utilisation. Le courant provenant de l'alternateur ne peut ainsi aller que vers le pôle AA'A" (pôle +) du circuit d'utilisation, d'où il sort par le pôle BB'B", qui joue le rôle de pôle négatif. On observe les mêmes particularités que dans le cas précédent, et il suffit de consulter la figure pour comprendre le mécanisme de l'utilisation des trois phases du courant alternatif. Ce procédé de montage est général; deux clapets sont nécessaires par phases indépendantes du courant alternatif.

4° *Condensateur électrolytique.* — Dans un certain nombre d'applications, M. Nodon a relié les pôles AA' et BB' du circuit d'utilisation aux pôles d'un condensateur électrolytique formé de deux plaques en aluminium et de grandes surfaces qui plongent dans une solution de phosphate d'ammonium. La plaque qui sert de pôle positif est préalablement recouverte, par voie électrolytique, d'une couche mince et isolante de phosphate d'aluminium. Grâce à l'épaisseur extrêmement faible du diélectrique (10^{-8} centimètre), si l'on admet un pouvoir inducteur spécifique égal à l'unité ([1]), ce condensateur, dont les armatures sont, d'une part, l'aluminium et, d'autre part, le liquide électrolytique, présente une grande capacité, 1 farad par centimètre carré de surface d'aluminium ([1]). Cette grande capacité et la possibi-

([1]) *C. R.*, t. CXXXVI, p. 445; 16 février 1903.

lité de l'emploi des clapets électrolytiques au même titre que les condensateurs avaient été déjà signalées en 1897 par M. Pollak [1]. Un tel modèle peut fonctionner sans perte appréciable d'énergie

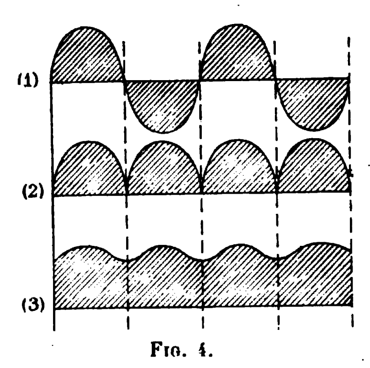


Fig. 4.

avec des différences de potentiel comprises entre 1 volt et 150 volts. S'il arrive que le diélectrique soit percé par une décharge entre l'aluminium et le liquide, la couche isolante est reconstituée instantanément au point de décharge par suite d'une nouvelle électrolyse en ce point.

Ce condensateur agit sur le courant redressé à la façon d'un volant : au lieu d'être ondulée (courbe 2), la courbe de l'intensité du courant présente une ordonnée sensiblement constante (courbe 3) (*fig.* 4).

IV. *Rendement.* — Les fuites provoquées par l'existence du courant qui reforme la couche diélectrique à la surface de l'électrode d'aluminium, la chaleur dégagée par l'effet Joule, abaissent le rendement de la soupape électrolytique. La mesure du rendement est d'ailleurs une opération délicate. La méthode qui paraît la plus exacte et la plus pratique consiste à enregistrer les différences de potentiel et les intensités. L'ondographe de M. Hospitalier [2] se prête à cet usage. Le redresseur électrolytique du type Nodon, étudié au moyen de cet appareil, a fourni un rendement compris entre 75 et 80 0/0.

M. Pollak [3] avait déjà fait, en 1899, des déterminations indirectes de ce rendement. Il chargeait une batterie d'accumulateurs, mesu-

(1) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, 21 juin 1897.

(2) *Bulletin de la Société internationale des Electriciens*, 2e série, t. I, p. 339 ; juillet 1901 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 409 ; 1902.

(3) *L'Eclairage électrique*, t. XXVIII, p. 122 ; — et *Bulletin des Séances de la Société française de Physique*, 6 juin 1902.

rait d'abord l'énergie fournie à l'appareil redresseur pendant la durée de la charge, puis l'énergie récupérable dans la décharge de la batterie. Le rapport des nombres obtenus fournissait le produit du rendement de l'appareil redresseur par le rendement de la batterie. La détermination de ce dernier rendement permettait en définitive le calcul du rendement du clapet électrolytique ; on a obtenu ainsi des valeurs qui ont varié entre 75 et 80 0/0. D'après M. Pollak, le rendement augmente lorsque la fréquence du courant diminue et aussi lorsqu'on opère avec des différences de potentiel croissantes.

D'après M. Nodon [1], le rendement varie d'une manière inappréciable avec la fréquence, pour les fréquences ordinairement employées dans la pratique (42 à 84 fréquences à la seconde).

La forme du courant redressé change d'ailleurs avec son mode d'emploi, c'est-à-dire avec les conditions du circuit d'utilisation. Les courbes fournies par l'ondographe Hospitalier démontrent d'une façon nette le redressement du courant ; il n'y a pas de changement de signe, même lorsque le circuit d'utilisation n'a pas de self-induction.

V. *Applications.* — La soupape électrolytique peut rendre des services avec les lampes à arc et les moteurs à courant continu, dans la charge des accumulateurs, dans la traction mécanique et aussi comme appareil de secours dans les installations où se trouvent déjà des commutatrices. Elle peut trouver un emploi dans les applications médicales de l'électricité, dans la radioscopie. Des tentatives relatives à son utilisation en téléphonie ont été effectuées par MM. Estaunié et Montpellier [2]. En reliant un transmetteur téléphonique à un galvanomètre sensible par l'intermédiaire d'un clapet électrolytique, on observe une élongation fixe de l'aiguille du galvanomètre qui mesure des courants de l'ordre de grandeur des courants téléphoniques.

Il y a lieu de signaler la capacité spécifique très grande [3] que possède le clapet électrolytique ; c'est une propriété susceptible d'applications nombreuses dans les recherches de laboratoire et dans la pratique industrielle.

5 avril 1903.

---

[1] Nodon, *C. R.*, t. CXXXVI, p. 446, 26 février 1903.
[2] *Electricien*, 28 juin 1902.
[3] 1 farad par centimètre carré de surface d'aluminium.

H.-V. RIDONT. — The Size of Atoms (Dimension des atomes).
***Physical Society of London*, octobre 1902.**

Les résultats obtenus dans ce mémoire s'appliquent à un atome ou à un ion, considéré comme la plus grande quantité de matière qui puisse prendre part à une action électrolytique.

La méthode employée consiste à trouver deux sphères qui seraient portées à une différence de potentiel égale à la force électromotrice e nécessaire pour électrolyser la substance examinée (l'eau, dans le cas actuel, force électromotrice $1^v,5$) par la quantité d'électricité précisément nécessaire pour électrolyser une quantité donnée de cette substance.

L'auteur énumère et discute, dans son mémoire, les hypothèses qu'il a faites pour conduire le calcul. Il suppose notamment que les atomes sont sphériques et se touchent, que la capacité diélectrique de l'eau est égale à 2, que les ions de l'eau sont OH et H, et que ces ions occupent des volumes égaux.

Pour faciliter les calculs, il suppose que les ions sont empilés les uns sur les autres, de manière que les centres des sphères soient placés sur une même ligne verticale. Dans ces conditions, le volume total des sphères nécessaires pour remplir un cube donné est égal au volume d'une sphère unique, qui serait tangente intérieurement aux faces du cube.

La capacité électrique d'une sphère isolée étant proportionnelle à son diamètre, la capacité totale d'un nombre quelconque de sphères empilées les unes sur les autres est égale à la capacité d'une sphère unique, dont le diamètre est égal à la somme des diamètres de ces sphères.

Considérons dès lors une molécule d'eau, séparée en deux ions OH et H, occupant chacun 1 centimètre cube. La quantité d'électricité nécessaire pour libérer l'ion H est capable de charger au potentiel $\frac{e}{2}$, c'est-à-dire, ici, $0^v,75$, une sphère de diamètre égal à 13×10^{15} centimètres, ou bien 13×10^{15} sphères de diamètre égal à 1 centimètre. Soit N^3 le nombre d'ions H sphériques empilés dans un centimètre cube.

Nous pouvons dire, d'après la deuxième des propositions énoncées plus haut, que le cube est formé de N^2 colonnes de 1 centi-

mètre de hauteur, équivalant chacune à une sphère de 1 centimètre de diamètre.

Les N^2 colonnes équivaudront à N^2 sphères de 1 centimètre de diamètre, et comme

$$N^2 = 13 \times 10^{15}$$

on a :

$$N = \sqrt{13 \times 10^{15}} = 114 \text{ millions en nombre rond.}$$

Il faudra donc environ 114 millions d'ions H au contact pour former une file de 1 centimètre de longueur.

L'auteur fait observer que cette méthode fixe à la fois les limites supérieure et inférieure de la dimension de l'atome H et donne, par conséquent, sa valeur exacte.

On peut remarquer que la valeur ainsi obtenue pour le diamètre de l'atome d'hydrogène est sensiblement la moitié de la valeur obtenue par lord Kelvin (1), pour le diamètre d'une molécule d'hydrogène considérée comme formée de deux atomes.

R. Paillot.

A.-E. TUTTON. — Experimental Researches on the Constitution of Crystals (Recherches expérimentales sur la constitution des cristaux). — *Royal Institution of Great Britain*, 2 mai 1902.

On doit à M. Tutton de nombreuses recherches sur la physico-chimie des cristaux (2). Ici, dans une intéressante conférence, illustrée par de nombreuses expériences, il a montré, en prenant comme exemple les sulfates et séléniates de potassium, rubidium et césium, ainsi que les sulfates et séléniates doubles renfermant un des trois

(1) *Nature*, année 1883, p. 203 et suiv.

(2) A.-E. Tutton, Journ. of the chem. Soc. (Trans.): *Connection between the atomic weight of contained metals and the magnitude of the angles of crystals of isomorpheous series. A study of the potassium, rubidium and cæsium salts of the monoclinic series of double sulphates* $R^2M(SO^4)^2, 6H^2O$, t. LXIII, p. 337; 1893; — *Connection between the atomic weight of contained metals and the crystallographical characters of isomorpheous salts: a crystallographical study of the normal sulphates of potassium, rubidium and cæsium*, t. LXV, p. 628; 1894; — *The bearing of the results of the investigations of simple and double sulphates containing potassium, rubidium and cæsium on the nature of the structural unit*, t. LXIX, p. 507; 1896; — *The refraction constants of crystalline salts*, t. LXXI, p. 460; 1898; — *A comparative crystallographical study of the normal selenates of potassium, rubidium and cæsium*, t. LXXI, p. 846; 1898.

métaux alcalins précédents et un autre métal de la famille du magnésium ou du fer, que l'aspect extérieur, les variations très petites que l'on observe dans les angles des faces cristallines, l'inclinaison de l'axe oblique pour les cristaux du système monoclinique varient proportionnellement au poids atomique de trois métaux alcalins. Il en est de même pour les propriétés optiques : vitesse de propagation de la lumière suivant les trois axes de l'ellipsoïde optique, angle des axes optiques, etc.

R. PAILLOT.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. X, n° 3; 1903.

K. SCHOEPS. — Bolometrische Untersuchung über die erwärmende Wirkung der Röntgenstrahlen (Recherches bolométriques sur l'effet calorifique des rayons de Röntgen). — *Inaug. Diss. Halle*, 1899.

G. HOLTSMARK. — Eine Methode für die Intensitatsmessung von Röntgenstrahlen nebst einer Berechnung der Wellenlänge derselben (Méthode pour mesurer l'intensité des rayons de Röntgen, calcul de leur longueur d'onde). — P. 522-542.

Schoeps fait arriver les rayons de Röntgen sur la surface d'un bolomètre, construit sur le modèle de ceux de Lummer et Kurlbaum. Seulement l'épaisseur du platine a été augmentée de manière que l'absorption des rayons fût à peu près complète. On évalue la fraction non absorbée en mesurant par la méthode électrométrique l'intensité du faisceau en arrière du bolomètre.

La résistance du bolomètre est partagée en quatre portions égales qui forment les quatre branches d'un réseau de Wheatstone : deux branches conjuguées reçoivent seules les rayons. On tare le bolomètre, pour évaluer la perte de chaleur par rayonnement, en mesurant l'effet d'une quantité de chaleur connue, qui lui est apportée par une augmentation du courant principal dans le réseau ou par un courant alternatif.

Les expériences sont très délicates : le galvanomètre, du type Thomson, doit avoir une sensibilité extrême, obtenue en employant un équipage magnétique très léger, suspendu à un fil d'araignée.

Leininger a, depuis cette époque, essayé sans succès de mettre en évidence l'effet calorifique de rayons de Röntgen.

Holtsmark définit l'intensité des rayons de Röntgen par celle des rayons secondaires qu'émet une lame de platine frappée par ces rayons. MM. Curie et Sagnac ont montré que ces rayons secondaires transportaient de l'électricité négative. Ces charges se portent sur les parois du tube et la lame reste électrisée positivement. Holtsmark relie la lame au sol par l'intermédiaire d'une très grande résistance (de l'ordre de 10^9 ohms) formée par une bagette d'émail. Il mesure l'intensité du courant à l'aide d'un électromètre à quadrants, en déterminant la différence de potentiel aux extrémités de cette résistance : il admet que cette intensité est proportionnelle à celle des rayons secondaires et, par suite, à celle des rayons de Röntgen. En fait, elle varie à peu près comme l'inverse du carré de la distance qui sépare le tube de Crookes de la lame de platine.

Cette méthode permet de déterminer l'absorption des rayons de Röntgen dans divers milieux. Les rayons issus du tube de Crookes sont formés par un mélange de rayons inégalement absorbables. D'une manière générale, les rayons émis par un tube mou sont plus absorbables que les rayons provenant d'un tube dur.

A l'aide des formules de dispersion d'Helmholtz et des constantes optiques des métaux déterminées par Drude, Holtsmark calcule les longueurs d'onde des rayons de Röntgen, d'après leur coefficient d'absorption : ces longueurs d'onde seraient comprises entre 0,0069 et 0,00065 μ.

Si l'on utilise dans ce calcul les données relatives à l'or, à l'argent, au cuivre, les nombres trouvés sont d'un tout autre ordre de grandeur. Mais il faut remarquer que ces métaux présentent une dispersion anomale dans les régions rouge et jaune du spectre et que les constantes des formules se rapportent à ces régions.

M. Lamotte.

A. WEHNELT. — Potentialverteilung im dunklen Kathodenraum (Répartition du potentiel dans la région cathodique obscure). — P. 542-581.

Autour d'une cathode sphérique, assez éloignée des parois du récipient pour que celles-ci n'exercent pas d'influence appréciable sur la répartition du courant, il est évident *a priori* que les surfaces de niveau sont des sphères concentriques à la cathode. C'est ce que

vérifient les mesures faites au moyen d'une sonde dont on fait varier la distance à la cathode. Cette méthode ne permet pas de mesurer le potentiel au voisinage immédiat de la cathode, par suite des actions électrostatiques qui s'exercent entre la cathode et la sonde. On ne peut donc voir s'il se produit en ces points une chute brusque du potentiel.

Le potentiel ne présente ni maximum ni minimum à l'intérieur de la région obscure. Si l'on fait varier la pression, en maintenant constante l'intensité de la décharge, le potentiel augmente quand la pression diminue ; mais cette augmentation est à peu près proportionnelle au potentiel de chaque point, en sorte que la forme des surfaces de niveau ne change pas. C'est toujours au voisinage de la cathode que la variation est le plus rapide.

A pression constante, le gradient est d'autant plus grand que l'intensité est plus grande. Les surfaces équipotentielles se resserrent et l'épaisseur de la région obscure diminue un peu.

Il ne se produit pas de variation brusque du potentiel à la limite de la région obscure.

Quand la cathode est plane, la variation du potentiel le long d'une normale à la cathode est d'autant plus rapide que la pression est plus basse. Il n'y a pas de variation brusque à la limite de la région obscure. Les surfaces de niveau ne sont pas des plans parallèles à celui de la cathode, mais s'infléchissent vers les bords. Leur forme ne dépend guère de l'intensité ; mais le gradient augmente avec celle-ci.

Lorsque la cathode remplit presque toute la section du tube, les parois influent sur la répartition du courant. A la cathode même, il y a une chute de potentiel normale ou anormale suivant que la décharge recouvre ou non la surface entière de la cathode. Dans le premier cas, les surfaces de niveau sont des plans parallèles normaux à l'axe du tube, qui se resserrent au voisinage de la cathode. Dans le second cas, si la pression est très basse et par suite le faisceau de rayons très étroit, on trouve des différences de potentiel notables entre divers points d'un plan normal à l'axe. Les surfaces de niveau sont fortement bombées sur l'axe. Sous l'influence d'un champ magnétique, elles se déforment en s'inclinant sur l'axe.

En employant deux sondes, Graham trouve des maximums et des minimums de potentiel dans l'étendue de la région cathodique obscure.

Ces maximums et minimums n'existent pas et sont dus à une erreur d'observation tenant à ce que les deux sondes ne sont pas exactement l'une derrière l'autre.

Ni le potentiel, ni le gradient, ni la température n'éprouvent de variation brusque à la limite de la région obscure.

On ne peut représenter le potentiel V_x à la distance x de la cathode par la formule :

$$V_x = V_0 (1 - e^{-kx}),$$

proposée par Schuster : k oscille d'une manière irrégulière entre des valeurs grandes et petites.

La densité ρ de l'électricité calculée par la formule de Poisson, d'après les potentiels mesurés, n'a pas le même signe dans toute l'étendue de la région obscure. L'électricité positive se trouve surtout au voisinage de la cathode et à la limite de la région obscure; entre ces deux régions positives, l'espace est occupé surtout par de l'électricité négative. La somme algébrique de ces charges est toujours positive.

D'après la nature des phénomènes qui se produisent au voisinage des parois d'un tube et qui provoquent la concentration des rayons cathodiques sur l'axe, cette répulsion ne peut s'exercer sur ces derniers. Puisque le potentiel décroît à partir des parois vers l'axe, ce sont les rayons-canal, formés par les ions positifs, qui devraient être refoulés vers l'axe. Il faut en conclure que la répartition du potentiel provient des ions positifs et que les rayons-canal représentent le phénomène primaire.

Les rayons cathodiques prennent naissance aux points de la cathode frappés par les rayons-canal ou par les rayons ultra-violets. En dehors de la région obscure, la déviabilité magnétique est la même pour ces deux espèces de rayons.

Ils suivent les mêmes trajectoires, en sens inverse des rayons-canal, s'ils proviennent du même point de la cathode. Mais les rayons qui sont émis par des points éloignés de l'axe sont déviés. Cette déviation résulte des enfoncements que présentent les surfaces de niveau autour de leur saillie centrale. Il se forme un faisceau en entonnoir, comme le prouve l'observation des taches fluorescentes.

Cette déviation est susceptible, d'ailleurs, d'être mise en évidence par des expériences directes.

M. Lamotte.

A. SCHMAUSS. — Notiz zur magnetischen Doppelbrechung (Note sur la double réfraction magnétique). — P. 658-661.

Une cuve contenant une dissolution concentrée de fer de Bravais est placée entre les pôles d'un électro-aimant. Un faisceau de lumière polarisé à 45° des lignes de force magnétiques traverse la cuve suivant sa longueur, dans la direction perpendiculaire aux lignes de force.

Dans la direction perpendiculaire aux rayons lumineux, à 45° des lignes de force, on aperçoit une série de franges sombres irisées, qui sont parallèles à la paroi antérieure de la cuve. Ces franges se resserrent ou s'écartent suivant qu'on augmente ou diminue l'intensité du champ. Les franges noires correspondent aux points où le plan de vibration est parallèle à la direction du rayon visuel, les franges brillantes aux points où ce plan est perpendiculaire au rayon visuel.

Si l'on observe dans la direction perpendiculaire ou parallèle aux lignes de force, on n'aperçoit aucune frange. En observant dans la direction à 45°, on aperçoit autant de franges qu'il y a de longueurs d'onde dans la longueur de la cuve. Suivant les deux directions à 45°, perpendiculaires entre elles, les phénomènes sont complémentaires.

En lumière circulaire, le point d'entrée du rayon n'est jamais obscur : les franges se rapprochent de ce point. Dans un champ uniforme, les franges sont parallèles et équidistantes : dans un champ non uniforme, leur forme permet de se faire une idée de la répartition des lignes de force.

M. LAMOTTE.

A. SLABY. — Antwort an Hrn. Braun (Réponse à M. Braun). — P. 661-664.

FR. BRAUN. — Erklärung auf Hrn. Slabys Antwort (Explications sur la réponse de M. Slaby). — P. 664-672.

Suite et clôture de la discussion de priorité engagée entre les deux auteurs à propos de la télégraphie hertzienne.

M. LAMOTTE.

O. LUMMER et L. GEHRCKE. — Ueber die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyse feinster Spektrallinien (Emploi des franges des lames parallèles pour l'analyse des raies spectrales les plus fines). — P. 457-477.

On peut obtenir des interférences à très grande différence de marche par une disposition analogue au spectroscope à échelons de Michelson, mais d'une réalisation plus facile. Soit un faisceau parallèle de lumière homogène de longueur d'onde λ, d'intensité a^2, abordant sous l'incidence i une lame à faces parallèles indéfinie, d'épaisseur d et d'indice n; le calcul classique des intensités à l'infini I et I' dans les faisceaux réfléchi et réfracté montre que, β représentant la variation de phase $2\pi \frac{2nd \cos r}{\lambda}$ d'une émergence à la suivante et σ^2 le coefficient de réflexion donné par les formules de Fresnel, on a pour

$$\frac{\beta}{2} = K\pi, \qquad I = o \text{ (minimum)} \qquad \text{et} \qquad I' = a^2 \text{ (maximum)},$$

$$\beta = (2K + 1)\pi, \quad I = \frac{4a^2\sigma^2}{(1+\sigma^2)^2} \text{ (maximum)} \quad \text{et} \quad I' = \frac{a^2(1-\sigma^2)^2}{(1+\sigma^2)^2} \text{ (minimum)},$$

c'est-à-dire que l'on a deux systèmes de franges complémentaires. On peut obtenir un troisième système, identique au système par transmission, en supprimant artificiellement le premier rayon réfléchi, qui introduit la variation de phase π, origine du caractère complémentaire des deux systèmes.

Le calcul de l'intensité en fonction de la phase β pour différentes valeurs numériques de σ montre qu'elle varie, au voisinage d'un minimum de I ou d'un maximum de I', d'autant plus rapidement que σ se rapproche plus de 1, d'où la nécessité, pour avoir des franges fines, d'employer les grandes incidences. La composition graphique des amplitudes montre alors que, si deux ondes homogènes d'égale intensité et en discordance complète abordent simultanément la lame, le système résultant montre par réflexion des minimums très déliés noyés dans un éclairement général notable, et par transmission des maximums très fins s'enlevant sur un fond très peu éclairé ; c'est donc ce mode d'observation qui sera le plus favorable. On gagne d'ailleurs en intensité en polarisant la lumière incidente dans le premier azimut, où σ possède une valeur plus grande que dans le second

(formules classiques de Fresnel). Le verre argenté donne un pouvoir réflecteur moins grand que l'emploi de l'incidence rasante ; comme les franges d'Herschel ne sont pas utilisables à cause de la faible valeur qu'elles donnent pour $2nd \cos r$, on est amené à se servir d'une lame de verre. Mais, sous l'incidence rasante, la réflexion du premier rayon détermine une énorme perte de lumière, dont l'influence est d'autant plus sensible que les maximums sont plus fins. On remédie à cet inconvénient en recevant la lumière incidente sur la face hypoténuse d'un petit prisme rectangle collé sur la lame, ce qui supprime la première réflexion et rend identiques le faisceau réfléchi et le faisceau transmis. Comme ces apparences se produisent à l'infini, on les observera commodément dans le plan focal d'une lentille.

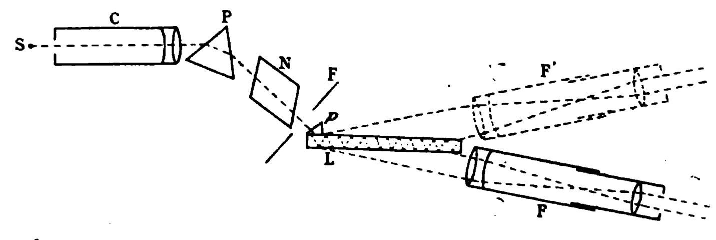


Fig. 1.

L'appareil comprend donc (*fig.* 1) un collimateur C, un prisme P pour disperser la lumière, un nicol N pour la polariser, une fente F pour limiter une région du spectre, la lame L à faces parallèles munie de son petit prisme *p* et disposée très obliquement sur le faisceau, enfin une lunette F réglée sur l'infini.

La nécessité d'employer une lame de dimensions finies modifie un peu l'aspect des phénomènes, car le nombre des réflexions intérieures est faible, et l'intensité résultante n'est pas celle que donne la somme de la série théorique, infinie ; on montre qu'il en résulte un élargissement des maximums, un abaissement de l'intensité, et la formation de maximums de second ordre, montrant l'analogie de ces interférences avec les phénomènes de diffraction ; mais, tant que le nombre des rayons interférents n'est pas trop faible, ces maximums secondaires restent imperceptibles, et l'on n'a à souffrir que la diminution de l'intensité et l'élargissement des maximums.

On a employé trois plaques parfaitement travaillées, de $0^{cm},27$,

$0^{cm},5$ et 1 centimètre d'épaisseur, sur 12, 14 et 20 centimètres de longueur, donnant des différences de marche de 20000 et 40000 λ environ ; comme on pouvait apprécier le dixième d'intervalle de franges, l'appareil permettait de séparer des radiations homogènes différant de $\frac{1}{200}$ ou de $\frac{1}{400}$ de la distance des deux raies D.

L'arc au mercure donne des résultats très nets ; toutes les lignes examinées sont multiples, de structure plus complexe qu'on ne le croyait ; et, d'après les auteurs, l'intensité des satellites est quelquefois assez grande pour qu'il y ait lieu d'hésiter sur la fixation de la raie principale. Ainsi :

579 $\mu\mu$ (jaune) a 12 composantes ; } exigent une fente
577 $\mu\mu$ 11 — } très fine.
546 $\mu\mu$ (verte) 21 —
492 $\mu\mu$ (verte) au moins 4 satellites.
436 $\mu\mu$ (bleue) au moins 7 raies fines et nettes, raie principale douteuse.
409 $\mu\mu$ (violet) au moins 4 (sur la photographie);
405 $\mu\mu$ — au moins 5 (—).

L'observation est rendue difficile pour les autres métaux par l'élargissement des raies dans l'étincelle. On n'a eu de résultats certains qu'avec un tube de Geissler à vapeur de cadmium ; les interférences sont moins nettes qu'avec le mercure, les maximums plus larges, l'intensité est moins grande. Cependant la raie 480 $\mu\mu$ montre nettement trois satellites, la raie 508 $\mu\mu$ en montre deux, et la ligne rouge 644 $\mu\mu$ en montre trois, dont la différence de longueur d'onde est de l'ordre de $\frac{1}{100000}$ de la longueur d'onde de la raie principale, ce qui donne raison à l'hypothèse émise par les auteurs (1), que l'anomalie du phénomène de Zeeman (que présente cette raie) peut être liée à la complexité de la radiation.

Il est difficile d'admettre dès lors que la valeur donnée par Michelson, $\lambda_R = 643,84722\ \mu\mu$, représente une longueur d'onde isolable, exactement mesurable jusqu'au dernier chiffre donné ; ce nombre définit sans doute *un certain centre de gravité* d'un complexe d'au moins quatre lignes, centre de gravité qui doit dépendre de l'ordre des interférences employées ; avec les spectres d'ordre élevé

(1) *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, p. 17 ; 1902.

que donnent les interférences, il peut y avoir superposition des systèmes de franges de différents ordres dus à des satellites très voisins, ce qui n'est pas possible avec un fin réseau de Rowland à grand nombre de traits et des spectres d'ordre peu élevé. Il se pourrait alors que les écarts entre les nombres de Rowland et ceux de Fabry et Pérot eussent simplement pour origine la différence des méthodes employées, et non point l'imperfection des appareils de Rowland.

P. Lugol.

RUNGE et PRECHT. — Ueber das Bunsenflammenspektrum des Radium (Spectre du radium dans la flamme du bec de Bunsen). — P. 655-657.

Les auteurs ont mesuré 30 raies ou bandes dont les plus intenses ont, pour longueurs d'onde exprimées en $\mu\mu$:

482,6; 613 — 633, bande; 632,9; 634,9; 653,0 — 670,0, bande; 665,3.

V. RALPH SMITH-MINOR. — Dispersion eniger Metalle, besonders für ultraviolette Strahlung (Dispersion de quelques métaux, spécialement pour les radiations ultra-violettes). — P. 581-622.

Les constantes optiques de l'acier, du cobalt, du cuivre galvanique et de l'argent ont été déduites, au moyen d'un calcul indiqué par Drude (¹), de l'analyse de la lumière réfléchie par une plaque polie, sans rayures, frappée sous une incidence φ voisine de l'angle de polarisation maximum (incidence principale) par un faisceau de lumière parallèle polarisée dans l'azimut 45°. La détermination de l'azimut de polarisation rétablie ψ et de la différence de phase Δ des deux composantes (que l'on suppose varier de 0 à π quand l'incidence croît) permet de calculer l'incidence principale φ, l'azimut de polarisation rétablie ψ, l'indice n, le coefficient d'absorption c, le coefficient d'extinction nc, le pouvoir réflecteur J sous l'incidence normale.

La méthode d'analyse de la lumière, généralisation de la méthode photographique de Cornu, a été donnée par Voigt (²).

(¹) Drude, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 512; 1890; et LXIX, p. 161; 1898; — *J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. X, p. 537; 1891; et 3ᵉ série, t. VII, p. 350; 1898.

(²) Cornu, *C. R.*, t. CVIII, p. 917 et 1211; 1889; — Voigt, *Phys. Zeitschr.*, t. II, p. 303; 1901.

Si l'on place normalement à un faisceau polarisé rectilignement une plaque de quartz D perpendiculaire à l'axe, formée de deux prismes opposés de même angle et de rotations contraires, le plan de polarisation éprouve de part et d'autre du centre, dans une section principale des prismes, deux rotations symétriques ; si l'on dispose une pareille plaque entre un compensateur de Babinet V' et un analyseur A, de telle sorte que les franges soient parallèles à la section principale des prismes D, on aura le long d'une frange de la lumière polarisée dans un azimut constamment variable. Le champ de vision comprendra donc, au lieu de franges régulièrement espacées, un système de séries équidistantes de taches noires, correspondant aux points où la rotation déterminée par D est égale à $K\pi$; à ce système s'en ajoute un autre correspondant aux maximums d'intensité du compensateur et à une rotation $(2K + 1)\frac{\pi}{2}$; le nombre des points dans chaque série dépendra de l'épaisseur de D. Si l'on vient à changer l'état de polarisation de la lumière incidente, la différence de phase introduite déplacera tout le système des séries de points, et la variation d'amplitude des composantes (dont l'une était nulle dans le cas de la polarisation rectiligne), changeant l'azimut de polarisation, déplacera les points sur les droites de polarisation rectiligne ; la mesure des déplacements par rapport à un repère fixe fera connaître de suite les modifications introduites.

Le calcul de l'effet produit sur une vibration elliptique dont les composantes sont a et b montre, que si l'on appelle δ_0 la différence de phase initiale, δ celle qu'introduit V, θ la rotation due à D, β l'angle de la section principale de l'analyseur avec la direction de la composante a, et si l'on pose $\frac{b}{a} = \text{tang}\,\alpha$, les minimums sont donnés, par rapport à un système de coordonnées rectangulaires δ, θ, par :

$$\left\{\begin{array}{l}\delta_1 = -\delta_0 \pm 2n\pi \\ \theta_1 = -\alpha + \beta \pm (2n+1)\frac{\pi}{2}\end{array}\right. (1^{\text{er}}\text{ syst.}) \qquad \left\{\begin{array}{l}\delta_2 = -\delta_0 \pm (2n+1)\pi \\ \theta_2 = \alpha + \beta \pm (2n+1)\frac{\pi}{2}\end{array}\right. (2^{\text{e}}\text{ syst.})$$

Un changement dans l'état de polarisation de la lumière incidente n'atteint que α et δ_0 ; on pourra donc le déterminer complètement par la mesure des variations des δ et des θ ; cette mesure se fera commodément en projetant sur une plaque photographique l'image d'un réticule placé entre V et D, dont un fil est orienté parallèlement

aux franges de V, et en comparant, au moyen de la machine à diviser, les clichés obtenus : 1° quand le système V + D + A reçoit directement la lumière rectiligne ; 2° quand il reçoit la lumière réfléchie. Une rotation de l'analyseur déplace les fils θ dans le même sens pour les deux systèmes.

La disposition inverse, D + V + A, donnerait:

$$\begin{cases} \delta'_1 = -\delta_0 \pm 2n\pi \\ \theta'_1 = -\alpha + \beta \pm (2n+1)\frac{\pi}{2} \end{cases} \qquad \begin{cases} \delta'_2 = -\delta_0 \pm (2+1) \\ \theta'_2 = -\alpha - \beta \pm (2n+1)\frac{\pi}{2} \end{cases}$$

Une rotation de l'analyseur déplace les fils θ en sens contraire pour les deux systèmes.

Si la lumière incidente est circulaire, la plaque D n'intervient pas. On n'a plus qu'un seul système de minimums, définis par

$$\delta_1 = -\delta_2 = \pm 2n\pi - \frac{\pi}{2}.$$

La disposition V + D + A est la plus favorable aux expériences de réflexion métallique, car elle permet d'opérer jusqu'à ± 2° de l'angle de polarisation. La seconde serait préférable pour les observations sur des milieux transparents.

Dans le spectre visible, en peut utiliser la méthode pour l'observation directe ; le rapport des amplitudes pourrait être obtenu avec quelque exactitude en tournant le polariseur jusqu'à ce que l'on eût rétabli les points d'intensité nulle dans leur position initiale. La photographie donne une exactitude bien supérieure.

Dans les expériences de l'auteur, la lumière homogène était fournie par une fente placée dans le plan focal de la lunette d'un spectromètre dont l'oculaire avait été enlevé ; tout l'appareil optique du spectromètre était en quartz; les nicols étaient à lame d'air pour éviter l'absorption des radiations ultra-violettes par le baume ; les prismes D étaient unis par de la glycérine. Une division du tambour de la machine à diviser correspondait à 1,25 μ ; la position des points dans les conditions les plus défavorables était évaluée, en moyenne, à 5 divisions près ; l'auteur estime l'exactitude de ses nombres à 1-3 unités du 2e ordre décimal.

De nombreux tableaux numériques et graphiques donnent les résultats et leur comparaison avec ceux des études antérieures sur le même sujet.

Les principaux résultats mis en évidence sont les suivants :

Dispersion anomale pour l'**acier** et le **cobalt**; l'acier a un minimum d'indice peu accusé vers $\lambda = 326\ \mu\mu$.

La dispersion du **cuivre** est normale, bien que l'incidence principale offre deux minimums, vers $\lambda = 300\ \mu\mu$ et $\lambda = 550\ \mu\mu$; elle devient vraisemblablement anomale pour $\lambda < 250\ \mu\mu$. Le pouvoir réflecteur a un minimum pour $\lambda = 298{,}1\ \mu\mu$.

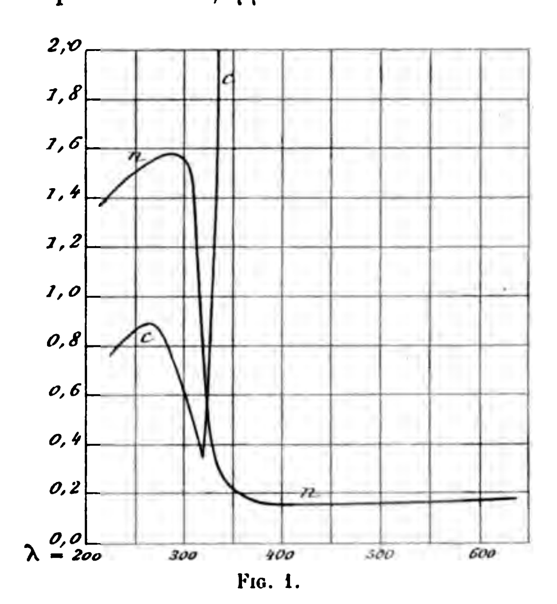


Fig. 1.

La dispersion de l'**argent** est anomale entre $\lambda = 226\ \mu\mu$ et $\lambda = 280\ \mu\mu$ environ, normale de $\lambda = 280\ \mu\mu$ à $\lambda = 395\ \mu\mu$, et de nouveau anomale dans le spectre visible. Le maximum de l'indice est 1,57; le minimum, 0,155. De $\lambda = 307\ \mu\mu$ à $\lambda = 326\ \mu\mu$, le pouvoir réflecteur de l'argent est inférieur à 10 0/0. La *fig.* 1 montre : 1° la courbe n qui représente la variation de l'indice n de l'argent en fonction de la longueur d'onde λ ; 2° la courbe c qui représente la variation du coefficient c d'absorption de l'argent en fonction de λ depuis $\lambda = 225\ \mu\mu$ jusqu'à $332^{\mu\mu},5$, longueur d'onde au delà de laquelle la courbe c sort des limites de la figure ($c = 3{,}207$ pour $\lambda = 336\ \mu\mu$; ... ; $c = 14{,}538$ pour $\lambda = 450\ \mu\mu$; ... ; $c = 20{,}554$ pour $\lambda = 589^{\mu\mu},3$).

P. Lugol.

L. ZEHNDER. — Ueber eine automatische Quecksilberstrahlpumpe nebst einigen glastechnischen Einzelheiten (Sur une pompe à mercure automatique, description accompagnée de quelques détails sur la technique du verre). — P. 623-647.

N. WERIGIN, J. LENKOJEFF et G. TAMMANN. — Ueber die Ausfluszgeschwindigkeit einiger Metalle (Sur la vitesse d'écoulement de quelques métaux). — P. 647-655.

Tresca a montré le premier qu'un métal pressé dans un vase d'acier commence, à certaines pressions, à s'écouler par une ouverture pratiquée dans ce vase. W. Spring indique qu'entre 300° et 400° certains métaux sont tellement plastiques que deux parties d'un seul et même métal ou de différents métaux arrivent à se coller ensemble si les surfaces de contact sont suffisamment unies.

Les auteurs ont repris l'étude de la plasticité des métaux en soumettant ceux-ci à une pression constante et en déterminant à diverses températures les vitesses d'écoulement de ces métaux.

Si l'on considère la suite des métaux

K, Na, Pb, Tl, Sn, Bi, Cd, Zn, Sb

la vitesse d'écoulement et la plasticité à une même température et à une même pression vont en diminuant dans l'ordre indiqué.

Le résultat le plus important de ces expériences est le suivant : Un accroissement de température de 10° produit en général, pour une même pression et pour une même ouverture d'écoulement, un accroissement de la vitesse d'écoulement, qui est à peu près le double de la vitesse d'écoulement.

L. MARCHIS.

REVUE DES TRAVAUX ITALIENS.

Q. MAJORANA. — Su due nuovi fenomeni magneto-ottici osservati normalmente alle linee di forza (Sur deux nouveaux phénomènes magnéto-optiques observés normalement aux lignes de force). — *Rendiconti della R. Acc. dei Lincei*, t. XI, p. 374 ; 4 mai 1902.

Q. MAJORANA. — Sul metodo e sulle sostanze da adoperarsi per osservare la birifrangenza magnetica (Sur la méthode et les substances à employer pour observer la biréfringence magnétique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 463 ; 31 mai 1902.

Q. MAJORANA. — Sulla birifrangenza magnetica e su altri fenomeni che l'accompagnano (Sur la biréfringence magnétique et les autres phénomènes qui l'accompagnent). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 531 ; 15 juin 1902.

L'auteur a entrepris une série d'expériences dans le but de rechercher dans le champ magnétique le phénomène correspondant au phénomène électrostatique de Kerr. La disposition expérimentale est la suivante : le champ magnétique est produit par un électro-aimant type Weiss, dont les expansions polaires sont linéaires et horizontales ; l'entrefer est de 8 millimètres ; la longueur du champ normalement aux lignes de force est de 7 centimètres. L'intensité du champ au centre est mesurée en fonction de l'intensité du courant d'excitation au moyen de la rotation magnétique produite sur du benzol ; dans ce but, l'électro-aimant est percé d'un canal central. La valeur maximum du champ était de 18000 gauss. Le liquide placé dans une cuve de 7 centimètres entre les pièces polaires est traversé par la lumière normalement aux lignes de force.

Le système optique comprend un polariseur, un analyseur et, entre ce dernier et le liquide, deux lames de verre ; la première sert à compenser la biréfringence accidentelle des parois du vase ; la seconde, fixée à l'analyseur, peut être comprimée normalement ou parallèlement aux lignes de force. Cette compression sert à compenser la biréfringence du liquide sous l'action du champ ; l'appareil est gradué et permet d'apprécier $\frac{1}{250}$ de longueur d'onde. Lorsque la biréfringence dépasse 1/4 de longueur d'onde, le compensateur est supprimé et l'on place un spectroscope après l'analyseur. Une région obscure du spectre indique que la biréfringence est un multiple de la longueur d'onde de la lumière éteinte.

Dans le cas d'un liquide actif, les nicols étant à l'extinction et le plan de polarisation parallèle ou normal aux lignes de force, si l'on excite le champ, l'obscurité subsiste ; mais, si l'on incline le plan de polarisation, la lumière réapparaît ; le phénomène est maximum si les sections des nicols sont à 45° des lignes de force.

Le chlorure ferrique est inactif s'il est pur et ne contient pas d'oxychlorure en dissolution. La vieillesse du produit, ou l'action prolongée de la chaleur ou de la lumière, donne lieu à des traces de biréfringence. Mais le phénomène est très nettement présenté par le fer dia-

lysé : on obtient une biréfringence soit positive, soit négative, régulièrement croissante avec le champ, ou bien une biréfringence d'abord positive pour les champs faibles, qui passe par un point d'inversion, et devient négative et régulièrement croissante pour les fortes intensités.

Le fer dialysé préparé en partant du chlorure ferrique et récemment fabriqué est inactif ou très peu actif. La biréfringence ne se montre que si le chlorure est vieux et d'autant plus qu'il est plus ancien. En diluant le liquide pour ramener la solution à la densité 1,002, on n'obtient pas de biréfringence supérieure à 0,12 λ sous une épaisseur de 7 centimètres et avec un champ de 18000 gauss. En employant le fer dialysé du commerce, qu'il est facile d'avoir vieux, on obtient facilement une biréfringence de 0,25 λ.

Les fers dialysés que l'on trouve plus particulièrement dans le commerce sous le nom de fer Bravais ou de fer Carlo Erba, et qu'il est facile d'obtenir de très ancienne préparation, permettent d'observer la biréfringence régulièrement négative, ainsi que la biréfringence positive pour les champs faibles et négative pour les champs intenses. Avec un fer Bravais d'une dizaine d'années, ramené à la densité 1,001, on peut obtenir, dans les conditions expérimentales indiquées, une biréfringence de 12 λ pour un champ de 18000 gauss.

Il semble que l'absence complète de chlorure dans le fer dialysé soit cause que celui-ci devient actif avec le temps. En effet, les fers dialysés préparés par M. Majorana contenaient toujours du chlorure et leur action était d'autant plus faible qu'ils étaient moins lavés. D'autre part, les vieux échantillons de fer Bravais qui ont donné les meilleurs résultats ne contenaient aucune trace de chlore, tandis que les plus récents, beaucoup moins actifs, contenaient encore un peu de chlore, sans doute par suite d'une préparation moins soignée.

Il résulte de ces remarques que le phénomène dépend de la pureté de l'oxyde ferrique colloïdal.

La vieillesse du produit, qui facilite la biréfringence, est, en outre, cause d'une modification chimique ; en effet, tous les fers dialysés précipitent par l'acide nitrique concentré : s'ils sont inactifs, le précipité se redissout immédiatement sans qu'il soit nécessaire de chauffer ; s'ils sont peu actifs, il faut attendre trente à quarante secondes pour que l'oxyde soit transformé complètement en nitrate ; enfin, avec les fers Bravais ou Carlo Erba très vieux, il faut faire bouillir le liquide pendant dix minutes pour obtenir cette transformation.

Le phénomène de l'inversion rend très difficile l'étude des lois de la biréfringence. Si le point d'inversion correspond à une faible valeur du champ, on peut, avec une bonne approximation, vérifier les lois suivantes :

Les valeurs de la biréfringence β sont sensiblement proportionnelles au carré de l'intensité H du champ; elles sont proportionnelles à l'épaisseur l du liquide normalement aux lignes de force et à la concentration ou à $\delta - 1$ (δ étant la densité du liquide rapportée à l'eau).

Les valeurs de β sont inversement proportionnelles au carré de la longueur d'onde λ.

Ces lois sont résumées par la formule :

$$\beta = K \frac{l(\delta - 1) H^2 \lambda_{Na}^2}{\lambda^2},$$

où K est une constante et λ_{Na}, la longueur d'onde de la raie jaune du sodium.

Les liquides avec lesquels on observe la biréfringence magnétique ont un fort pouvoir absorbant pour la lumière ; ils se comportent sous l'action magnétique comme les cristaux uniaxes doués de dichroïsme. Le phénomène ne peut être observé qu'avec des liquides très actifs ; l'auteur a expérimenté sur un liquide dont le point d'inversion correspondait à $H = 5500$ et dont la biréfringence était de -5λ pour $H = 17250$.

En étudiant avec un spectroscope et un analyseur la lumière émise, on observe que les bords du spectre qui s'étend du rouge au vert sont nettement polarisés dans le plan des lignes de force, s'il s'agit de biréfringence positive, et dans le plan normal, s'il s'agit de biréfringence négative. Quel que soit le signe, dans le cas de la propagation normale, l'onde la plus lente est la plus absorbée.

Pour les biréfringences positives, l'absorption observée parallèlement aux lignes de force est moindre que la biréfringence subie par un rayon se propageant perpendiculairement et dont le plan de polarisation est normal aux lignes de force. Elle est, au contraire, plus grande si la biréfringence est négative. Elle est égale à la biréfringence subie par le rayon normal si le plan de polarisation est parallèle au champ. L'auteur a constaté cette égalité dans le cas de la biréfringence négative avec un liquide très actif; elle paraît subsister sans doute avec une biréfringence positive ; mais le phénomène est trop faible pour permettre une mesure précise. G. Goisot.

Q. MAJORANA. — Sulle rotazioni bimagnetiche del piano di polarizzazione della luce (Sur les rotations bimagnétiques du plan de polarisation de la lumière). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 90; 3 août 1902.

Avec certaines solutions de sels de fer soumises à un champ magnétique et traversées par un faisceau lumineux normal aux lignes de force, on observe une rotation du plan de polarisation de la lumière lorsque celui-ci n'est ni parallèle, ni normal au champ. La rotation est maximum si le plan de polarisation est incliné à 45° sur les lignes de force. L'auteur a donné à ces phénomènes le nom de *rotation bimagnétique*.

Le chlorure ferrique très pur, dilué dans l'eau et bien privé d'oxychlorure, est inactif; il devient actif si on le fait agir sur certains hydrates; l'auteur n'a pu fixer leur composition, mais il indique certaines conditions qui permettent d'obtenir le résultat cherché.

Les solutions actives perdent rapidement leurs propriétés : au bout d'une à deux heures, l'action est diminuée de moitié ; le lendemain, elle a presque complètement disparu. Pour l'étude du phénomène, à cause de la variation du pouvoir rotatoire avec la couleur, il convient d'adopter une lumière monochromatique.

La rotation est proportionnelle à l'épaisseur du liquide traversé.

Le pouvoir rotatoire croît d'abord assez rapidement avec le champ, puis, à partir d'une certaine intensité qui n'est pas très grande, il tend à devenir constant. Ainsi, dans une expérience, M. Majorana a obtenu les résultats suivants :

Champ.....	500	1000	5000	18000
Rotation...	1° 13′	1° 40′	2° 30′	2° 42′

Une explication simple de la rotation bimagnétique est obtenue en admettant une inégale absorption des composantes de la vibration par le liquide suivant la direction des lignes de force et la normale.

G. Goisot.

Q. MAJORANA. — Sulla rapidità con cui si manifesta la birifrangenza magnetica (Sur la rapidité avec laquelle se manifeste la biréfringence magnétique). — *Rendiconti dei Lincei*, t. XI, p. 139; 17 août 1902.

Une appréciation rapide ayant fait supposer à M. Majorana que le phénomène de la biréfringence magnétique n'est pas instantané, il a

employé, pour la vérification de cette hypothèse, une méthode semblable à celle de MM. Abraham et Lemoine. Au moyen de la décharge d'un condensateur, on produit le champ magnétique capable de rendre biréfringente la substance active, et l'on observe le phénomène en prenant comme source lumineuse l'étincelle même de décharge du condensateur.

Il résulte de ces expériences que le commencement de la biréfringence et celui de la luminosité de l'étincelle sont simultanés. La disposition expérimentale n'a pas permis de vérifier que cette simultanéité subsiste à la disparition du champ ; mais elle est fort probable. G. GOISOT.

W. VOIGT. — Sul fenomeno Majorana (A propos du phénomène Majorana). *Rendiconti dei Lincei* ; 15 juin 1902.

Voigt montre que les phénomènes magnéto-optiques observés par Majorana avec certaines solutions magnétiques peuvent être facilement expliqués en suivant les principes qu'il a déjà adoptés pour le phénomène de Kerr ; il retrouve ainsi les lois énoncées par Majorana. G. GOISOT.

A. ARTOM. — Ricerche sulle propriete elettriche del diamante (Recherches sur les propriétés électriques du diamant). — *Atti della R. Acc. delle Scienze di Torino*, t. XXXVII ; 15 juin 1902.

La résistivité du diamant varie de $0{,}2 \times 10^{12}$ à $1{,}3 \times 10^{12}$ ohm-centimètre, valeurs de l'ordre de grandeur de celle du verre. Sous l'influence des rayons de Röntgen, elle diminue de moitié environ ; elle reprend sa valeur primitive dès que l'action des rayons cesse.

La constante diélectrique varie de 10 à 17, elle est notablement plus forte que le carré de l'indice.

Le diamant présente les phénomènes de polarisation résiduelle à un degré assez élevé. L'auteur a recherché l'hystérésis électrostatique en observant la rotation dans un champ électrostatique tournant. La dissipation d'énergie par hystérésis est moindre que pour le verre et l'ébonite.

Les phénomènes piézoélectriques sont rares et à peine sensibles. Les phénomènes pyroélectriques sont très fréquents ; néanmoins on ne les observe pas d'une manière générale.

Le diamant est faiblement magnétique. Après l'action du champ, il conserve assez longtemps ses propriétés magnétiques. G. G.

E. DRAGO. — Sul comportamento dei coherer a PbO^2 ed a CuS rispetto alle onde acustiche; diminuzione di resistenza dei medesimi sotto l'influenza delle onde elettriche (Sur l'action des ondes acoustiques sur les cohéreurs à bioxyde de plomb et sulfure de cuivre et sur la diminution de résistance de ceux-ci sous l'influence des ondes électriques). — *Atti Acc. Giœnia di Catania*, 4e série, t. XV.

Les cohéreurs à bioxyde de plomb et à sulfure de cuivre (comme ceux à arsenic, iode, bromures, etc.) augmentent de résistance sous l'action des ondes électriques. L'auteur observe qu'ils diminuent de résistance sous l'action des ondes acoustiques, et que, placés sur une lame de Chladni, ils présentent les mêmes phénomènes que les poudres de charbon.

Ces cohéreurs diminuent de résistance quand le courant qui sert à la mesure augmente d'intensité. Ce fait a conduit M. Drago à penser qu'il s'agissait d'une action électrolytique. En effet, si l'on charge le cohéreur comme un accumulateur, on observe à la décharge un courant de polarisation très net avec le bioxyde de plomb, et douteux avec le sulfure de cuivre.

Enfin l'auteur a constaté que, dans certains cas, ces cohéreurs diminuent de résistance sous l'action des ondes électriques.

G. GOISOT.

A. MASINI. — Contributo allo studio dell'arco voltaico cantante (Contribution à l'étude de l'arc chantant). — *L'Elettricistà*, t. XI, p. 233; 1er octobre 1902.

Dans la disposition de l'arc chantant de Duddell, on admet que la période du courant alternatif dans le circuit dérivé est donnée par l'expression :

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

L et C étant la self-induction et la capacité de ce circuit.

L'auteur mesure directement la fréquence du courant dérivé en le faisant passer par le fil d'un sonomètre; ce fil, en son milieu, passe entre les branches d'un aimant en fer à cheval, normalement aux lignes de force; si le courant qui traverse le fil est alternatif, le fil accomplit des vibrations dans un plan normal aux lignes de force magnétique. Pour que le mouvement vibratoire soit régulier, il faut que le fil puisse vibrer avec la même période que le courant alterna-

tif, ce que l'on obtient en réglant la longueur vibrante et la tension du fil.

Quand l'arc émet un son, le sonomètre rend un son identique, si ses conditions de vibrations conviennent. La résonance n'est pas mécanique. Si l'on fait varier la tension, on observe que le maximum d'intensité du son donné par le fil a lieu lorsqu'il est à l'unisson de la note de l'arc.

La note émise par l'arc n'est pas fixe, et il faut changer la tension du fil pour qu'il continue à répondre ; de telle sorte qu'à un changement dans la note de l'arc correspond un changement dans la période du courant dérivé : le nombre d'alternances du courant se maintient égal au nombre d'oscillations complètes propres de la note émise par l'arc.

L'auteur conclut de ses expériences qu'il n'est pas exact d'admettre que la période du courant dérivé dépende seulement de la capacité et de la self-induction du circuit. L'arc a une tendance à donner des pulsations de période propre, dépendant de ses conditions actuelles ; la période observée est la résultante de cette action et de celle du circuit dérivé indépendamment de l'arc. D'après ces expériences, l'arc ne pourrait être considéré comme une simple résistance, et il faudrait avoir recours à l'existence d'une force contre-électromotrice.

La méthode proposée par Fanet pour la mesure de la self-induction au moyen de l'arc chantant ne serait donc pas justifiée, puisqu'elle repose sur la formule :

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

L'auteur a d'ailleurs vérifié qu'en faisant varier L et C, la variation de note observée diffère de celle que l'on déduit de la formule précédente.

Peukert avait annoncé que le courant alternatif n'a lieu que si l'arc chante ; or Masini a observé que le sonomètre vibre souvent avant que l'arc ait émis un son.

L'auteur a vérifié approximativement la relation :

$$L\omega I = D.$$

ω, période d'alternance ;

D, force électromotrice alternative au pôle de l'arc.

G. Goisot.

M. BELLATI et L. FINAZZI. — Sul calore che si produce bagnando le polveri (Sur la chaleur qui se dégage lorsque l'on immerge les poudres). — *Atti del Reale Istituto Veneto*, t. LXI, p. 503; 18 mai 1902.

Malgré les très nombreuses recherches faites sur la chaleur engendrée par immersion d'une poudre ou d'une substance poreuse dans un liquide chimiquement inerte, le phénomène est loin d'être élucidé, et l'étude expérimentale en est bien restreinte.

Les hypothèses faites pour l'expliquer se réduisent à deux principales: 1° la chaleur développée est due à la très forte compression à laquelle serait soumise la couche d'eau adhérente au solide; 2° la chaleur est causée par une diminution de l'énergie cinétique moléculaire du liquide lorsqu'il vient au contact du solide.

Se ralliant à cette hypothèse de Cantoni, Martini admet que la chaleur est due à la transformation en eau solide de la portion d'eau liquide, qui disparaît quand la poudre s'humecte; la chaleur développée serait égale à la chaleur latente de solidification du liquide, et la chaleur spécifique de l'eau absorbée serait 0,5 et non 1. C'est ce que Martini avait cru vérifier. Mais les expériences très soigneusement faites par les auteurs ont montré qu'il n'en est rien, et que la chaleur spécifique de l'eau absorbée est bien égale à l'unité, aux erreurs d'expérience près.

Les mesures de la chaleur développée par humectation de la silice sont assez discordantes; cela tient principalement au degré de sécheresse primitive de la silice employée.

Les expériences de Bellati et Finazzi permettent de construire la courbe du phénomène, portant en abscisse a le p. 100 d'eau qui accompagne 1 gramme d'anhydride silicique, et en ordonnée q le nombre de calories développé jusqu'à humectation complète. La courbe a la forme d'une branche d'hyperbole dont la convexité est tournée vers l'origine; elle semble atteindre l'axe des ordonnées au point 26 calories, et elle rejoint l'axe des abscisses au point 80 0/0. On ne peut obtenir le point de l'axe des ordonnées que par extrapolation, parce que la silice contient toujours 2 à 3 0/0 d'eau.

On ne peut, en effet, la dessécher complètement en la calcinant au rouge, parce que cela modifie sa structure et ses propriétés. Les expériences ont porté sur de la silice obtenue par précipitation.

La silice humide a une *chaleur vraie* $\frac{dq}{da}$ d'humectation très petite;

si elle est très sèche, cette chaleur devient considérable. Les hypothèses rappelées plus haut paraissent donc insuffisantes pour expliquer le phénomène, et c'est sans doute parce qu'elles ne tiennent compte que du liquide humectant et non du solide selon toute probabilité; c'est seulement en tenant compte des modifications que peut subir le corps humecté que l'on parviendra à une explication satisfaisante.

Les auteurs, contrairement aux résultats antérieurs, ont observé que la grosseur des grains de silice est sans influence. La silice qui n'a pas été calcinée se comporte, en présence de l'eau, comme un corps poreux. La silice calcinée dégage moins de chaleur, son poids spécifique a augmenté, et elle est moins avide d'eau.

G. Goisot.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

T. XVI, n° 1 (*suite*); 1902.

Louis BELL. — Note on the nebula surrounding Nova Persei (Note sur la nébuleuse entourant la Nova Persée). — XVI, p. 38-42.

Autour de l'étoile nouvelle qui apparut le 21 février 1901 dans la constellation de Persée, et dont l'éclat atteignit en deux jours celui des plus brillantes étoiles du ciel, on découvrit au mois de septembre des masses nébuleuses très faibles, ayant en gros la forme d'anneaux concentriques à l'étoile et qui paraissaient subir des déformations très rapides. Des masses nouvelles surgissaient, et les anneaux primitifs s'agrandissaient comme des ondes s'éloignant d'un centre répulsif; en six semaines, leurs rayons semblaient s'être accrus de plus d'une minute d'arc. Comme la parallaxe de la Nova est inférieure aux parallaxes mesurables, si ce déplacement était réel, il se serait effectué avec une vitesse de l'ordre de la vitesse de la lumière. Cette vitesse énorme, incomparablement plus grande que celle de toute autre matière cosmique, oblige à chercher, pour ces apparences, d'autre explication que celle d'un mouvement de matière produit par l'explosion qui a fait sans doute apparaître l'étoile. D'après MM. Kapteyn et Seeliger, la nébuleuse ne subirait pas de déformations. Elle n'aurait pas de lumière propre, et celle qui agit sur les plaques photographiques serait de la lumière émise par l'étoile nouvelle au moment de son explosion et réfléchie par la

nébuleuse dont nous apercevrions à chaque instant de nouvelles parties, celles qui sont de plus en plus éloignées de l'étoile, tandis que les parties les plus rapprochées rentreraient dans l'ombre. Nous aurions ainsi l'illusion d'une déformation de ce corps. Cette hypothèse simple est malheureusement infirmée par l'expérience. Un corps solide placé à une aussi grande distance de la Nova que la nébuleuse (la lumière aurait mis deux cent dix jours à atteindre les parties que l'on a aperçues le jour de la découverte), aurait-il même un albedo aussi grand que celui de Mars, ne réfléchirait pas assez de lumière pour être aperçu de la terre. De plus, cette lumière n'a pas paru présenter trace de polarisation.

Sans abandonner, 'dans ce qu'elle a d'essentiel, l'hypothèse de MM. Kapteyn et Seeliger, M. Louis Bell l'a modifiée de façon à éviter ces objections. Ce ne seraient pas des ondes lumineuses qui viendraient frapper la nébuleuse, mais des ondes électromagnétiques qui illumineraient les gaz raréfiés qui la composent, comme les ondes issues du soleil doivent illuminer, dans les aurores boréales, les hautes parties de l'atmosphère terrestre. Une différence de potentiel de 10 volts par kilomètre développerait, d'après l'auteur, une énergie suffisante pour donner à la masse gazeuse un éclat 50 fois plus grand que celui qu'elle devrait à une simple réflexion, en lui supposant un albedo moyen. La lumière ne serait pas polarisée et les particularités du spectre de la Nova pourraient assez facilement s'expliquer.

De même que l'ancienne hypothèse, celle de M. Louis Bell nous renseigne sur la distance à laquelle se trouve l'étoile. Sa lumière, ou les ondes électromagnétiques qui en sont issues, ayant mis deux cent dix jours à atteindre l'anneau nébuleux découvert en septembre, il en résulte que l'explosion de la Nova s'était produite depuis cent cinquante-neuf ans quand nous l'avons aperçue.

Rappelons que M. Ch. Nordmann, astronome à l'observatoire de Meudon, a donné, des particularités présentées par cette nébuleuse, des explications toutes semblables à celles de M. Louis Bell (*Revue gén. des Sciences*, 30 avril 1902).

J. Baillaud.

SAMMLUNG SCHUBERT XXXIX

THERMODYNAMIK

VON

Dr W. VOIGT

PROFESSOR DER THEORETISCHEN PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

I Band. — Einleitung : *Thermometrie, Kalorimetrie, Wärmeleitung.* Erster Theil: *Thermisch-Mechanische Umsetzungen.*

Leipsig, G.-J. Göschensche Verlagshandung, 1903

HERMANN VON HELMHOLTZ

VON

Leo KÖNIGSBERGER

Zweiter Band, mit zwei Bildnissen.

Braunschweig, Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn, 1903

METEOROLOGISCHE OPTIK

VON

J.-M. PERNTER

PROFESSOR AN DER K. K. UNIVERSITÄT UND DIRECTOR DES K. K. CENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND ERDMAGNETISMUS

Wien und Leipsig, Wilhelm Braumüller, 1902

Lieutenant P. DUCRETET

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

DE

TÉLÉGRAPHIE ET DE TÉLÉPHONIE SANS FIL

(Applications militaires et maritimes)

Paris, librairie militaire R. Chapelot et Cie, 30, rue et passage Dauphine, 1903

L. DÉCOMBE

LA

COMPRESSIBILITÉ DES GAZ RÉELS

Collection Scientia ; C. Naud, éditeur

... de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la

TABLE DES MATIÈRES.

JUILLET 1903.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — AOUT 1903.

(*Clos le 5 Juillet.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément. . . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

LES PROPRIÉTÉS NOUVELLES DU RADIUM (1).

Chaleur dégagée par le radium. — Spontanément le radium dégage de la chaleur : dans les expériences de M. M. P. Curie et Laborde, qui ont découvert cet important phénomène, la quantité de bromure de radium pur qui renferme 1 gramme de l'élément radium dégage environ 100 petites calories par heure.

On sait que M. P. Curie a mesuré ce dégagement de chaleur en introduisant du bromure de radium pur dans un calorimètre à glace de Bunsen et observant le déplacement du ménisque de mercure dû à la fusion de la glace que provoque le radium.

Devant la « Royal Institution », M. P. Curie a montré, avec le concours du professeur Dewar et de M. Langevin, le dégagement spontané de chaleur, par les deux méthodes suivantes :

1° Dans deux enceintes à vide à double paroi de verre argenté, du professeur Dewar, on place deux thermomètres identiques.

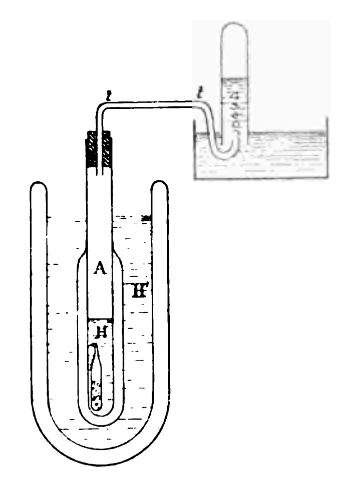


Fig. 1.

Dans l'une des deux enceintes, on a mis 7 décigrammes de bromure de radium pur. On lit la température des deux thermomètres dont les tiges sortent des deux enceintes à travers des bouchons

(1) D'après la conférence faite par *M. P. Curie*, le 16 juin 1903, à Londres, devant la *Royal Institution*.

de coton. On trouve ainsi que la température de la première enceinte dépasse de 3° la température de la seconde enceinte.

2° Dans un bain d'un gaz liquéfié pur, de préférence l'hydrogène, on plonge une enceinte à vide A (*fig.* 1) du professeur Dewar, renfermant le même gaz liquéfié et munie d'un tube de dégagement qui permet de recueillir sur la cuve à eau le gaz évaporé dans A. Une petite ampoule de verre renfermant 7 décigrammes de bromure de radium pur est placée dans le gaz liquéfié de A. On mesure le volume du gaz dégagé sous l'influence de la chaleur du radium qui fait bouillir le liquide en A. Dans le cas de l'hydrogène liquide, ce volume est nul si l'on a soin de protéger le bain extérieur d'hydrogène liquide par une seconde enceinte à vide du professeur Dewar et d'entourer lui-même ce bain d'hydrogène liquide d'un bain protecteur d'air liquide. On trouve ainsi, avec une bonne concordance, que l'effet des 7 décigrammes de bromure de radium pur récemment préparée st de dégager par vaporisation 73 centimètres cubes de gaz hydrogène par minute. L'appareil ainsi disposé est un véritable *calorimètre à hydrogène liquide*. C'est, grâce au concours du professeur Dewar, la réalisation correcte d'une méthode déjà mise en œuvre par M. P. Curie, mais qui exigeait l'emploi d'un corps à la fois très volatil et très pur.

Radioactivité induite. — Les corps les plus divers (métaux, verres, carton, peau, etc.), enfermés quelque temps avec du radium dans une même enceinte, acquièrent la propriété d'émettre des rayons semblables à ceux du radium. Cette *activité induite* persiste quand le radium est retiré de l'enceinte ; seulement elle s'affaiblit graduellement. On peut la mesurer par l'ionisation que les rayons du radium produisent dans les gaz (décharge d'un corps électrisé), et l'on trouve qu'elle se réduit à la moitié de sa valeur après quatre jours, si le corps activé est enfermé dans une enceinte fermée sans radium ; elle se réduit à la moitié de sa valeur après vingt-huit minutes seulement si le corps activé est exposé à l'air libre.

Cette activité induite peut aussi être étudiée par la luminosité des corps induits :

Expérience 1. — Une surface recouverte de sulfure de zinc phosphorescent de Verneuil a été placée dans un tube de verre B (*fig.* 2) où l'on a fait le vide. On met le tube B en communication avec une ampoule A renfermant une solution d'un sel de radium. Aussitôt le sulfure devient brillamment luminescent.

Expérience 2. — M. Rutherford a montré que l'*émanation* du

radium qui provoque l'activité induite se condense à la température de l'air liquide. Deux tubes B, C (*fig.* 2) renfermant du sulfure de zinc de Verneuil ont été, comme dans l'expérience 1, rendus brillamment luminescents. Ces deuxtubes communiquent. On plonge l'un d'eux, C, dans l'air liquide; il devient plus phosphorescent, tandis que l'autre, B, s'éteint graduellement.

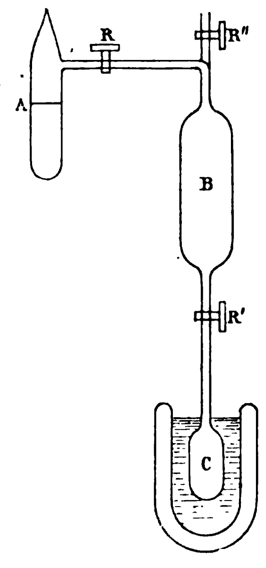


Fig. 2.

L'*émanation* du radium s'est dégagée du tube B, et s'est pour ainsi dire condensée dans le tube C refroidi par l'air liquide.

Inversement si, après l'expérience précédente, on a séparé B et C et qu'on ait laissé C revenir à la même température que B, le sulfure obscur de B devient luminescent dès qu'on met B en communication avec C.

Action sur l'étincelle. — On sait que les rayons du radium, en tombant sur un micromètre à étincelles, facilitent le passage de l'étincelle. Deux micromètres à étincelles M et M′, identiques, sont symétriquement placés par rapport à la bobine d'induction qui alimente leurs étincelles. Si l'on approche une ampoule de radium de l'un M des deux micromètres, l'étincelle passe uniquement en M : elle ne passe plus en M′. Or cette action s'exerce même quand les rayons du radium ont traversé des centimètres de fer ou de plomb.

Ce sont donc les rayons de beaucoup les plus pénétrants, qui, parmi les divers rayons du radium, agissent le plus sur l'étincelle.

Le spinthariscope de sir W. Crookes. — Devant la surface d'un écran recouvert de sulfure de zinc, on place un tout petit fragment de radium, de manière à pouvoir observer, au moyen d'une loupe, la surface de sulfure rendue faiblement luminescente par les rayons que le radium lui envoie à travers une simple couche d'air d'épaisseur comparable au millimètre. L'œil voit alors sur la surface de l'écran une véritable pluie de points lumineux qui continuellement apparaissent et disparaissent. Comme le phénomène disparaît quand le radium est placé derrière le carton de l'écran au sulfure, ou quand il agit au travers d'une épaisseur de matière capable d'arrêter les rayons les plus absorbables du radium (rayons α), on peut dire qu'il est dû aux rayons α. D'autre part, les rayons α sont analogues aux *canalstrahlen* de Goldstein que l'on suppose constitués par des électrons positifs ; ces électrons ont chacun une masse comparable à celle de l'atome d'hydrogène et se propagent avec une vitesse d'autant plus faible qu'ils ont déjà traversé une plus grande épaisseur de matière. On peut imaginer que chaque point brillant qui apparaît dans le spinthariscope nous révèle le choc d'un électron lancé par le radium contre le sulfure de zinc. On comprend qu'une petite quantité de radium puisse montrer isolément les chocs des électrons par autant de points lumineux temporaires, alors qu'une quantité de radium plus grande envoyant un trop grand nombre d'électrons par seconde produira une luminescence continue. D'après cette suggestive expérience, la discontinuité de l'émission du rayonnement α semble démontrée d'une manière assez directe.

Spectre du radium. — Depuis les premières observations dues au regretté Demarçay, le spectre du radium a été étudié en particulier par sir W. Crookes au moyen d'un spectroscope en quartz très dispersif. Les trois principales raies d'émission du radium sont, dans l'ordre d'éclat décroissant, les raies de longueurs d'onde :

$$381^{\mu\mu},46 ; \quad 364^{\mu\mu},97 \quad \text{et} \quad 281^{\mu\mu},38.$$

De toutes les manifestations du radium, la chaleur dégagée est peut-être la plus remarquable; par sa grandeur inattendue, elle oblige à envisager, avec plus d'attention encore qu'au début de l'histoire de la radioactivité, l'existence d'une source d'énergie spontanée d'origine inconnue. G. SAGNAC.

SUR DE NOUVELLES SOURCES DE RADIATIONS SUSCEPTIBLES DE TRAVERSER LES MÉTAUX, LE BOIS, ETC., ET SUR DE NOUVELLES ACTIONS PRODUITES PAR CES RADIATIONS;

Par M. R. BLONDLOT [1].

En recherchant si des radiations analogues à celles dont j'ai signalé récemment l'existence dans l'émission d'un bec Auer [2] ne se rencontreraient pas aussi dans celles d'autres sources de lumière et de chaleur, j'ai constaté les faits suivants : La flamme d'un bec de gaz annulaire émet de ces radiations ; il convient toutefois d'enlever la cheminée, à cause de l'absorption du verre. Un bec Bunsen n'en produit pas sensiblement. Une feuille de tôle, une lame d'argent chauffée au rouge naissant à l'aide d'un bec Bunsen placé par derrière en fournissent à peu près autant que le bec Auer.

Une lame d'argent polie fut disposée de façon que son plan fît un angle de 45° avec le plan horizontal. Cette lame ayant été portée au rouge cerise à l'aide d'un bec Bunsen, sa face supérieure émettait des rayons analogues à ceux du bec Auer : un faisceau horizontal de ces radiations, après avoir traversé deux feuilles d'aluminium d'une épaisseur totale de $0^{mm},3$, des feuilles de papier noir, etc., était concentré par une lentille de quartz ; à l'aide de la petite étincelle, on constatait l'existence de quatre régions focales. Je constatai en outre que l'action sur l'étincelle était beaucoup plus grande quand celle-ci était orientée verticalement, c'est-à-dire dans le plan d'émission, que lorsqu'elle était normale à ce plan ; les nouvelles radiations émises par la lame polie sont donc polarisées, comme le sont la lumière et la chaleur qu'elle émet en même temps. La lame d'argent ayant été recouverte de noir de fumée, l'intensité de l'émission augmenta, mais la polarisation disparut.

Ce qui précède conduit à penser que l'émission de radiations susceptibles de traverser les métaux, etc., est un phénomène extrêmement général. Observé d'abord dans l'émission d'un tube focus, il s'est aussi rencontré dans celle des sources ordinaires de lumière et de chaleur. Afin d'abréger le langage, je désignerai dorénavant

---

[1] Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, p. 1227.

[2] *C. R.*, t. CXXXVI, p. 735 ; 11 mai 1903. — Voir p. 481 de ce volume.

ces radiations par le nom de *rayons n* [1]. Je ferai remarquer que ces rayons *n* comprennent une très grande variété de radiations : tandis, en effet, que celles qui proviennent d'un bec Auer ont des indices plus grands que 2, il en est, parmi celles qu'émet un tube de Crookes, dont l'indice est inférieur à 1,52, car, si l'on fait tomber un faisceau de ces rayons sur un prisme équilatéral en quartz, parallèlement aux arêtes et normalement à l'une des faces, on obtient un faisceau émergent très étalé.

Jusqu'ici, le seul moyen de déceler la présence de rayons *n* était leur action sur une petite étincelle. Je me suis demandé si cette étincelle devait être envisagée ici comme un phénomène électrique, ou seulement comme produisant l'incandescence d'une petite masse gazeuse. Si cette dernière supposition était exacte, on pouvait remplacer l'étincelle par une flamme. J'ai alors produit une toute petite flamme de gaz à l'extrémité d'un tube de métal percé d'un orifice très fin ; cette flamme était entièrement bleue. J'ai constaté qu'elle peut, comme la petite étincelle, servir à déceler la présence des rayons *n* : commè celle-ci, quand elle reçoit ses rayons, elle devient plus lumineuse et plus blanche. Les variations de son éclat permettent de trouver quatre foyers dans un faisceau ayant traversé une lentille de quartz ; ces foyers sont les mêmes que ceux que montre la petite étincelle. La petite flamme se comporte donc vis-à-vis des rayons *n* tout comme l'étincelle, sauf qu'elle ne permet pas de constater leur état de polarisation.

Afin d'étudier plus aisément les variations d'éclat, tant de la flamme que de l'étincelle, je les examine à travers un verre dépoli fixé à environ 25 millimètres ou 30 millimètres de celles-ci : on a ainsi, au lieu d'un point brillant très petit, une tache lumineuse d'environ 2 centimètres de diamètre, d'un éclat beaucoup moindre et dont l'œil apprécie mieux les variations.

L'action d'un corps incandescent sur une flamme, ou celle d'une flamme sur une autre, est certainement un phénomène courant ; si jusqu'ici il était resté inaperçu, c'est que la lumière de la source empêchait de constater les variations d'éclat de la flamme réceptrice.

Tout récemment, j'ai constaté un autre effet des rayons *n*. Ces rayons sont, il est vrai, incapables d'exciter la phosphorescence dans

---

[1] Du nom de la ville de Nancy : c'est à l'Université de Nancy que ces recherches ont été faites.

les corps susceptibles d'acquérir cette propriété par l'action de la lumière ; mais lorsqu'un tel corps, du sulfure de calcium, par exemple, a préalablement été rendu phosphorescent par l'insolation, si on vient à l'exposer aux rayons *n*, en particulier à l'un des foyers produits par une lentille de quartz, on voit l'éclat de la phosphorescence augmenter notablement ; ni la production, ni la cessation de cet effet ne semblent absolument instantanées. C'est, parmi les actions que produisent les rayons *n*, la plus facile à constater ; l'expérience est très aisée à installer et à répéter. Cette propriété des rayons *n* est analogue à celle des rayons rouges et infra-rouges, qui a été découverte par Edmond Becquerel ; elle est analogue aussi à l'action de la chaleur sur la phosphorescence ; toutefois je n'ai pas constaté jusqu'ici l'épuisement plus rapide de la capacité phosphorescente sous l'action des rayons *n*.

La parenté des rayons *n* avec les radiations connues de grandes longueurs d'onde semble certaine. Comme, d'autre part, la faculté qu'ont ces rayons de traverser les métaux les différencie de tous ceux qui sont connus, il est très probable qu'il sont compris dans les cinq octaves de la série de radiations qui restent inexplorées entre les rayons de Rubens et les ondulations électromagnétiques à très courtes longueurs d'onde ; c'est ce que je me propose de vérifier.

SUR L'EXISTENCE DE RADIATIONS SOLAIRES CAPABLES DE TRAVERSER LES MÉTAUX, LE BOIS, ETC. ;

Par M. R. BLONDLOT [1].

J'ai reconnu récemment que la plupart des sources artificielles de lumière et de chaleur émettent des radiations capables de traverser les métaux et un grand nombre de corps opaques pour les radiations spectrales connues jusqu'ici [2]. Il importait de rechercher si des radiations analogues aux précédentes (que, pour abréger, j'appelle *rayons n*) sont également émises par le Soleil.

Comme je l'ai indiqué, les rayons *n* agissent sur les substances phosphorescentes en avivant la phosphorescence préexistante, action

---

(1) Extrait des *C. R. de l'Académie des Sciences*, t. CXXXVI, p. 1421.

(2) Voir la note précédente.

analogue à celle des rayons rouges et infra-rouges découverte par Edmond Becquerel. J'ai utilisé ce phénomène pour rechercher si le Soleil nous envoie des rayons *n*.

Une chambre complètement close et obscure a une fenêtre exposée au Soleil ; cette fenêtre est fermée par des panneaux intérieurs pleins, en bois de chêne, ayant 15 millimètres d'épaisseur. Derrière l'un de ces panneaux, à une distance quelconque, 1 mètre par exemple, on place un tube de verre mince contenant une substance phosphorescente, du sulfure de calcium par exemple, préalablement faiblement insolée. Si maintenant, sur le trajet des rayons du Soleil qui sont supposés atteindre le tube à travers le bois, on interpose une lame de plomb ou même simplement la main, même à une grande distance du tube, on voit l'éclat de la phosphorescence diminuer ; si l'on enlève l'obstacle, l'éclat reparaît. L'extrême simplicité de cette expérience engagera, je l'espère, beaucoup de personnes à la répéter. La seule précaution à prendre est d'opérer avec une phosphorescence préalable peu intense ; il est avantageux de disposer à demeure une feuille de papier noir, de façon que l'interposition de l'écran ne change pas le fond sur lequel on voit le tube. Les variations d'éclat sont surtout faciles à saisir vers les contours de la tache lumineuse formée par le corps phosphorescent sur le fond sombre : quand on intercepte les rayons *n*, ces contours perdent leur netteté ; quand on enlève l'écran, ils la reprennent. Toutefois ces variations d'éclat ne semblent pas instantanées. L'interposition entre le volet et le tube de plusieurs plaques d'aluminium, de carton, d'un madrier de chêne de 3 centimètres d'épaisseur, n'empêche pas le phénomène ; toute possibilité d'une action de la chaleur rayonnante proprement dite est, par conséquent, exclue. Une mince couche d'eau arrête entièrement les rayons ; de légers nuages passant sur le Soleil diminuent considérablement leur action.

Les rayons *n* émis par le Soleil peuvent être concentrés par une lentille de quartz : à l'aide de la substance phosphorescente, on constate l'existence de plusieurs foyers ; je n'ai pas encore déterminé leurs positions avec assez de précision pour en parler ici. Les rayons *n* du Soleil subissent la réflexion régulière par une lame de verre polie, et sont diffusés par une lame dépolie.

De même que les rayons *n* émis par un tube de Crookes, par une flamme ou par un corps incandescent, ceux qui proviennent du Soleil agissent sur une petite étincelle et sur une petite flamme en augmen-

tant leur éclat. Ces phénomènes sont aisément observables, surtout si l'on fait usage d'un verre dépoli interposé, comme je l'ai indiqué dans une note précédente. L'emploi de la petite flamme est de beaucoup le procédé le plus commode et le plus précis pour déterminer la position des foyers : il est plus difficile d'opérer avec la petite étincelle, parce qu'elle est rarement bien régulière.

Je me fais un devoir de reproduire ici textuellement un passage d'une lettre que M. Gustave Le Bon m'a fait l'honneur de m'écrire.

« M. Gustave Le Bon avait indiqué, il y a déjà sept ans, que les flammes émettent, en dehors des émanations radioactives constatées par lui ensuite, des radiations de grandes longueurs d'onde capables de traverser les métaux et auxquelles il avait donné le nom de lumière noire ; mais, tout en leur assignant une place entre la lumière et l'électricité, il n'avait pas mesuré exactement leur longueur d'onde, et le moyen qu'il employait pour révéler leur présence était fort incertain. »

Ce moyen était la photographie ; je n'ai pu moi-même obtenir aucun effet photographique des rayons que j'ai étudiés ([1]).

LA LONGUEUR D'ONDE DES RAYONS *n* DÉTERMINÉE PAR LA DIFFRACTION ;

Par M. G. SAGNAC ([2]).

Les rayons *n* de M. Blondlot, dont je veux parler, sont les rayons très réfrangibles qui traversent les métaux, le bois, etc..., qui sont émis par divers corps incandescents (bec Auer, lame métallique) et dont M. Blondlot étudie la réfraction à l'aide d'une lentille de quartz.

Je pense que des phénomènes de diffraction se sont produits dans les expériences de M. Blondlot sur l'axe de la lentille de quartz et permettent de déterminer la longueur d'onde des rayons *n* ainsi étudiés.

M. Blondlot ([3]) trouve qu'une lentille biconvexe de quartz réfracte les rayons *n* avec l'indice $N = 2,93$. Les distances R_0 et R de la len-

---

([1]) *C. R.*, t. CXXXVI, 11 mai 1903, p. 1121.

([2]) Communication faite à la Société française de Physique, Séance du 5 juin 1903.

([3]) P. 481-484 de ce vol.

tille à une fente source F_0 et à son image F satisfont toujours à la loi des foyers conjugués :

$$(1) \qquad \frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} = (N-1)K.$$

En poursuivant ces expériences, il a constaté l'existence de trois autres radiations, caractérisées par trois autres images f_1, f_2, f_3, situées sur l'axe de la lentille au delà du foyer F qu'elles accompagnent toujours. Il calcule les indices n_1, n_2, n_3 du quartz pour ces trois radiations par la formule des lentilles convergentes, admise par hypothèse :

$$(2) \qquad \frac{1}{R_0} + \frac{1}{r} = (n-1)K,$$

dans laquelle il remplace r successivement par les distances r_1, r_2, r_3 de la lentille à chacune des trois images supplémentaires f_1, f_2, f_3.

On a donc nécessairement :

$$(3) \qquad \frac{1}{R} - \frac{1}{r} = (N-n)K,$$

pour chacune des trois radiations supplémentaires dont M. Blondlot admet l'existence.

Les trois radiations supplémentaires n'ont pas d'existence réelle dans ma manière de voir : les trois images supplémentaires f_1, f_2, f_3 sont les trois premiers maximums de diffraction produits sur l'axe de la lentille par la radiation unique d'indice 2,93, au delà de son foyer F.

S'il en est ainsi, les distances R, r_1, r_2, r_3 du diaphragme, supposé appliqué contre la lentille du côté de l'observateur, à l'image F et aux maximums de diffraction f_1, f_2, f_3, doivent satisfaire à une relation imposée par les lois de la diffraction :

Soit Δ la différence de marche que présentent en un point f de l'axe les vibrations issues du centre et du bord du diaphragme de la lentille. Soit $2s$ le diamètre du diaphragme. Soit λ la longueur d'onde de la radiation d'indice N.

En désignant par z le nombre de zones de Fresnel comprises entre le centre et le bord du diaphragme, on trouve aisément qu'on peut

écrire, tant que s est suffisamment petit vis-à-vis de r et de R :

$$(4) \qquad \Delta = \frac{s^2}{2}\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r}\right) = z\,\frac{\lambda}{2}.$$

(En deçà, du foyer la même relation subsiste à condition de changer le signe de Δ.)

On a donc, d'après les relations (1) et (2),

$$(5) \qquad \frac{N - n}{z} = \frac{\lambda}{Ks^2}.$$

La valeur de $\frac{N-n}{z}$ doit donc être la même pour les trois images supplémentaires. Si le diaphragme est circulaire, et si l'intensité de la radiation transmise par la lentille est uniformément répartie sur tout le cercle du diaphragme, les valeurs de z qui correspondent aux trois premiers maximums de diffraction à partir du foyer F sont 3, 5 et 7, avec une approximation suffisante pour la discussion actuelle. (La théorie classique donnerait 1, 3 et 5 par suite d'une erreur que je n'ai jamais vu signaler).

D'après les valeurs $N = 2{,}93$; $n_1 = 2{,}62$; $n_2 = 2{,}436$, et $n_3 = 2{,}29$, trouvées par M. Blondlot, les valeurs des trois rapports

$$\frac{N - n_1}{3}, \qquad \frac{N - n_2}{5} \qquad \text{et} \qquad \frac{N - n_3}{7}$$

sont respectivement 0,103 ; 0,099 et 0,091. Ces valeurs peuvent être regardées comme égales, aux erreurs près des expériences.

Il est donc permis de regarder les radiations n issues des corps incandescents et étudiées par la méthode de M. Blondlot comme formées d'une seule bande spectrale plus ou moins étroite.

En admettant que, dans les expériences faites par M. Blondlot avec une lentille de quartz de 33 centimètres de distance focale pour la lumière jaune, le diamètre utile $2s$ fût égal à la largeur 4 centimètres de la fenêtre d'aluminium par laquelle les rayons n sortaient de la lanterne de tôle, on aurait, d'après la relation (5) :

$$\lambda = \frac{Ks^2}{10} = \frac{20^2}{10 \,.\, 0{,}54 \,.\, 330} = 0^{mm},2.$$

Les rayons n seraient alors à deux octaves des radiations infra-

rouges, de Rubens (longueur d'onde, $0^{mm},06$), dans la région encore inexplorée comprise entre ces radiations de Rubens et les radiations hertziennes de Lampa (longueur d'onde, 4 millimètres). Ce résultat provisoire s'accorde avec les prévisions que M. Blondlot a déduites de l'ensemble des propriétés de ses rayons.

La théorie précédente fait prévoir que M. Blondlot doit pouvoir observer des maximums de diffractions en deçà du foyer F aussi bien qu'au delà.

M. *H. Poincaré*, à la séance de la Société française de Physique du 5 juin, au cours de laquelle cette théorie a été présentée, a déclaré savoir que M. Blondlot a observé, en effet, des images (maximums d'intensité des rayons n) situées entre l'image principale F et la lentille.

M. H. Poincaré pense que la simplicité de la radiation n étudiée par M. Blondlot doit tenir à ce que le quartz absorbe les radiations de longueurs d'onde supérieures ou inférieures à λ.

Détermination précise de la longueur d'onde λ. — La valeur λ de la longueur d'onde de la radiation n est définie par la relation (1), dont la signification précise a été indiquée. Il suffit d'y remplacer le nombre z par sa valeur, calculée exactement dans chaque cas particulier. Voici, sans démonstration, les résultats relatifs aux cas les plus simples à discuter :

Si la source est réduite à un point, si le diaphragme est circulaire et si la distance du foyer F aux maximums d'intensité observés le long de l'axe est suffisamment petite vis-à-vis de R et de r, on a respectivement :

$$z_1 = 2,86 ; \qquad z_2 = 4,92 ; \qquad z_3 = 6,94$$

pour les trois premiers maximums de diffraction (soit en deçà, soit au delà du foyer F). Les valeurs de z qui correspondent aux maximums successifs sont alors les racines de l'équation tang $\frac{\pi}{2}z = \frac{\pi}{2}z$.

Si, au lieu d'explorer l'axe de la lentille, on observe l'intensité de la radiation en un point fixe f de l'axe, différent de F, et qu'on fasse varier le diamètre $2s$ du diaphragme circulaire (œil-de-chat) à partir de zéro, on peut déterminer les valeurs successives de s pour lesquelles l'intensité de la radiation en f passe par un maximum ; si la lentille est encore supposée éclairée par un point et si l'intensité de

la radiation transmise par la lentille est unifformément répartie sur tout le cercle du diaphragme, les valeurs de z qui correspondent aux maximums successifs sont 1, 3, 5, ... rigoureusement.

Si l'on observe les minimums nuls de diffraction qui se produisent sur l'axe quand la lentille est éclairée par un point, quel que soit le mode d'observation (r variable, ou bien s variable) on a exactement 2, 4, 6, ..., pour les valeurs de z qui correspondent aux minimums successifs de l'intensité.

Enfin, si l'on éclaire la lentille par une source linéaire F_0 et que le diaphragme de la lentille soit rectangulaire, l'un de ses côtés parallèle à la ligne F_0 et invariable, l'autre de largeur variable $2s$, on peut déterminer les valeurs de s, pour lesquelles se produit un maximum (ou un minimum) d'intensité en un point fixe f de l'axe, ou sur une ligne fixe f parallèle à la ligne F_0. On a alors $z = \frac{v^2}{2}$, v étant une valeur de la variable de Fresnel pour laquelle se produit un maximum (ou un minimum) de $(C^2 + S^2)$, les intégrales connues de Fresnel étant C et S. Ces valeurs de z sont, comme on sait, très peu inférieures à :

$$\frac{3}{4}, \frac{11}{4}, \frac{19}{4}, \dots \text{ pour les maximums successifs,}$$

et à :

$$\frac{7}{4}, \frac{15}{4}, \frac{23}{4}, \dots \text{ pour les minimums successifs.}$$

Si la radiation étudiée n'est pas suffisamment pure, la dispersion par la substance de la lentille produit le long de l'axe un petit spectre de foyers; d'après la relation (1) des foyers conjugués, on a :

$$d\left(\frac{1}{R}\right) = K dN.$$

D'autre part, l'influence de la dispersion normale du phénomène de diffraction est définie par la relation (4), qui donne, en tenant compte de la valeur de $d\left(\frac{1}{R}\right)$:

$$(6) \qquad d\left(\frac{1}{r}\right) = K dN \mp \frac{z}{s^2}\, d\lambda.$$

Les signes — et + correspondent respectivement aux points situés au delà ou en deçà du foyer moyen. Si $\frac{dN}{d\lambda} < 0$ (dispersion normale),

la valeur absolue de $\frac{dr}{d\lambda}$ est plus petite en deçà du foyer qu'au delà ; cela veut dire que les positions moyennes des maximums d'intensité sur l'axe doivent alors être mieux définies en deçà du foyer qu'au delà. C'est sans doute pour cette raison que, *dans l'expérience bien connue d'Arago*, les maximums et minimums de diffraction produits par la lumière d'une étoile au foyer d'une lunette se voient plus nettement quand on enfonce l'oculaire de la lunette que si on le retire. Les conditions de netteté des maximums paraissent être inverses dans l'expérience de M. Blondlot, et cela pourrait tenir à ce que le quartz, absorbant fortement les radiations n, comme le pense M. Poincaré, aurait une dispersion anomale $\left(\frac{dN}{d\lambda} > 0\right)$.

12 juin 1903.

ÉTUDE DES IONS D'UNE FLAMME SALÉE ; — EFFET HALL.

Par M. Georges MOREAU.

I. — Conductibilité d'une flamme.

Un champ électrique est établi entre les plateaux d'un petit condensateur plan plongé dans la flamme très chaude d'un bec Bunsen, et on note au galvanomètre le courant I qui traverse la flamme pour une force électromotrice E. Le courant I, d'abord proportionnel à E, croît ensuite lentement et tend vers une valeur limite pour de grandes valeurs de E. La conductibilité varie comme celle des gaz ionisés par les rayons Röntgen, avec cette différence qu'elle atteint moins vite sa valeur limite.

Si on charge la flamme de vapeurs salines par pulvérisation d'une solution de concentration connue (procédé Gouy), on observe une augmentation très nette de conductibilité, s'il s'agit d'un *sel alcalin* ou *alcalino-terreux*, et négligeable avec tout autre sel ; la vapeur d'eau, les solutions acides ne sont pas plus conductrices que la flamme pure.

1° Pour une flamme de concentration fixe, la courbe de conductibilité qui traduit l'équation $I = f(E)$ a même allure que celle de la flamme pure. Elle ne dépend que du métal et non du radical acide

du sel. L'ordre de conduction décroissante est : cæsium, rubidium, potassium, sodium, lithium, thallium. C'est précisément celui de l'*effet photo-électrique* fixé par Elster et Geitel, et d'ailleurs une remarquable similitude existe entre les courbes de conduction de Stoletow et celle des flammes.

2° *Loi d'Arrhénius.* — Pour une même vapeur saline, la conductibilité croît *comme la racine carrée* de la concentration de la solution vaporisée.

Ionisation de la flamme. — D'après Arrhénius, la vapeur saline est dissociée par la haute température de la flamme, à la façon des solutions électrolytes, le métal portant la charge positive et OH la charge négative. La dissociation, très faible, serait réglée par la formule d'Ostwald, d'où la proportionnalité à la racine carrée de la concentration, et elle se produirait également dans tout le corps de la flamme.

Les expériences suivantes me semblent établir que l'explication d'Arrhénius n'est pas juste.

1° Dans une flamme salée, on superpose deux condensateurs M et N, l'inférieur M pouvant être chargé à une différence de potentiel fournissant un courant voisin du *courant limite.* La courbe de conductibilité observée avec N est la même que M soit chargé ou non. L'ionisation n'existe donc *pas avant* l'introduction des condensateurs, car tous les ions seraient absorbés par M ;

2° Considérons un système de trois flammes A, B, C, qui brûlent côte à côte en se frôlant légèrement, B étant placé entre A et C. Un condensateur plan a ses armatures dans les flammes extrêmes A et C. On note la conductibilité I_0 des flammes pures pour une forte différence de potentiel E, l'armature C étant cathode, et on fait ensuite les observations suivantes :

α) A est chargée de vapeurs salines ; on trouve un courant I_α peu différent de I_0.

β) B est seule chargée de vapeurs salines ; on trouve I_β très voisin de I_0.

γ) C, qui contient la cathode, est seule salée ; le courant I_γ est *considérablement plus élevé* que I_0.

Il résulte de ces expériences que l'ionisation de la vapeur saline ne se produit notablement que si elle touche la cathode.

δ) Les observations α et γ peuvent être faites plus simplement avec deux flammes A et B en contact, dont l'une B est chargée de

vapeurs salines. Si l'électrode B est cathode, le courant passe facilement ; si elle est anode, le courant n'est sensible que pour de fortes différences de potentiel.

L'expérience 3 est à rapprocher des suivantes :

1° Si on éclaire le plateau négatif d'un condensateur en zinc, on constate une rapide décharge du plateau positif. Le courant de décharge est presque nul si ce dernier seul est éclairé (effet photo-électrique) ;

2° Un filament de carbone incandescent dans une atmosphère d'hydrogène charge négativement tout conducteur voisin, et un courant s'établira facilement entre le filament et ce conducteur, si le premier est cathode (effet Edison).

Dans les deux cas, Thomson a établi l'existence de charges négatives émises par le filament ou le métal éclairé. On peut se demander s'il n'en est pas de même dans les flammes, si la cathode n'est pas elle-même le siège d'un rayonnement de charges négatives. L'étude suivante semble répondre affirmativement.

Ionisation au voisinage de la cathode. — On détermine la conductibilité d'une flamme salée en déplaçant l'anode vis-à-vis de la cathode fixe. On opère avec un champ électrique constant assez élevé pour que le courant ne diffère pas trop de la valeur limite. Presque tous les ions produits par seconde au voisinage de la cathode concourent à la conductibilité et on n'a pas à se préoccuper de ceux qui disparaissent par recombinaison ou entraînement du courant gazeux de la flamme. On doit vérifier avec un couple Le Chatelier fixé à la cathode que la température de celle-ci ne s'abaisse pas sensiblement lorsque l'anode est voisine. Dans ces conditions, on trouve que la conductibilité est exactement représentée par la formule (1) :

$$I = I_0(1 - e^{-\lambda x}), \tag{1}$$

dans laquelle x est la distance des deux électrodes, λ une constante indépendante du sel vaporisé, I_0 une grandeur qui varie d'après la loi d'Arrhénius.

On tire de (1)

$$\frac{dI}{dx} = \lambda I_0 e^{-\lambda x}. \tag{2}$$

Or $\frac{dI}{dx}$ représente l'ionisation à la distance x de la cathode, pour

une tranche unité; il suit de là que l'ionisation varie en progression géométrique décroissante quand x croît linéairement.

Ce résultat est analogue à celui qu'a trouvé Rutherford pour l'ionisation d'un gaz par une substance radioactive.

Rayonnement cathodique des flammes. — La formule (2) jointe à l'observation δ, qui rapproche les trois phénomènes, conductibilité d'une flamme salée, effet photo-électrique, effet Edison, conduisen à considérer l'ionisation d'une flamme salée comme due à un rayonnement cathodique, dont l'origine est à la surface de contact de la vapeur incandescente et de la cathode. Ce rayonnement n'existe que si la vapeur touche la cathode et provient de la vapeur et non de l'électrode, car, s'il en était autrement, on observerait une conduction nette dans l'expérience β. On peut supposer que, grâce à l'énergie cinétique communiquée par la cathode incandescente à la couche adjacente de vapeur, les *corpuscules* de *Thomson* sont détachés des molécules de vapeur, lancés dans la flamme qu'ils ionisent si leur vitesse est assez grande. Cette dissociation corpusculaire sera surtout active à l'électrode négative à cause de la charge négative.

Si on admet le rayonnement cathodique d'une flamme, on peut expliquer les principaux caractères de sa conduction :

1° Puisqu'un acide n'est pas plus conducteur que la flamme pure, c'est que les corpuscules sont pris au métal du sel; alors les métaux qui se dissocient facilement sous l'action des radiations ultra-violettes présenteront le maximum de conductibilité. En fait, on sait que l'ordre des métaux est le même pour les deux phénomènes et les courbes de conductibilité analogues. Les atomes métalliques sont considérés ainsi comme des édifices comprenant les électrons qui gravitent autour d'un noyau central. Il sera plus ou moins simple de détacher un corpuscule suivant la nature de l'édifice, c'est-à-dire du métal, et une conductibilité nette de la vapeur d'un sel de cuivre exigera une incandescence plus intense que pour un sel de potassium;

2° La conductibilité ou la dissociation cathodique augmentent rapidement avec la température de l'électrode. Elle semble due à l'énergie cinétique que celle-ci communique à la vapeur. Ceci étant, la conductibilité sera proportionnelle à l'intensité des radiations émises par la flamme. Or M. Gouy a montré que le rayonnement d'une flamme salée est proportionnel à la racine carrée de la densité de la vapeur, c'est-à-dire à la racine carrée de la concentration de la solution vaporisée, d'où la loi d'Arrhénius. Cependant il ne faut pas

s'attendre à une proportionnalité rigoureuse, car la densité de la vapeur ne croît pas aussi vite que la concentration moléculaire : les sels de sodium, d'après M. Gouy, satisfont le mieux à la règle ; c'est ce qu'on observe également pour la conductibilité.

II. — Mobilités des ions d'une flamme salée.

Les ions produits dans le corps de la flamme par le rayonnement cathodique sont séparés par un champ électrique et se déplacent dans le milieu avec des vitesses qu'on peut calculer si on a mesuré pour chacun sa *mobilité* K ou vitesse dans un champ unité. La connaissance des mobilités renseigne aussi sur la grosseur et la nature des ions.

Méthode de mesure. — Deux flammes A et B (*fig.* 1) d'égales dimensions brûlent côte à côte en se frôlant légèrement suivant la majeure partie de leur hauteur. Elles sont réglées de façon que les cônes bleus de base aient même longueur, de sorte que les vitesses verticales des filets gazeux sont égales.

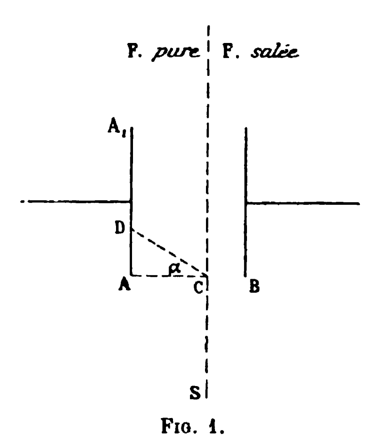


Fig. 1.

La flamme A est pure et l'autre B chargée de vapeurs salines alcalines, de concentration connue. Un condensateur plan en platine a l'une de ses électrodes dans A et l'autre dans B. On le charge à une différence de potentiel E, B étant cathode, par exemple. Les ions négatifs se déplacent de B vers A, pénètrent dans la flamme pure en

traversant S. Comme il n'y a pas d'ionisation du sel dans A, tous les ions qui rencontrent le plateau A viendront de l'autre flamme.

On pose :

$$AC = d, \qquad AA_1 = h, \qquad \text{tang}\, \alpha = \frac{v}{V}.$$

v sera la vitesse du courant gazeux ascendant de la flamme pure ;
V la vitesse des ions négatifs, pour le champ X qui correspond à E ;
p, le nombre d'ions négatifs par unité de volume en S ;
e, charge d'un ion.

Il sortira par seconde de la flamme salée, à travers une surface σ égale à celle des électrodes et dans la direction CD, un nombre d'ions négatifs $\rho V\sigma$ dont la fraction $1 - \frac{d}{h}\text{tang}\, \alpha$ rencontrera l'électrode A ; donc le courant I sera :

$$I = \rho V\sigma e \left(1 - \frac{d}{h}\,\text{tang}\, \alpha\right),$$

et, puisque $V = KX$,

$$I = \rho\sigma e K (X - X_0), \tag{3}$$

avec

$$X_0 = \frac{dv}{Kh}. \tag{4}$$

D'après (3), le courant n'existe que si X dépasse une certaine valeur X_0, et il sera proportionnel à $X - X_0$. En fait, ρ est fonction de X, et la courbe de conductibilité qu'on obtient, quand X varie, est celle d'une flamme salée contenant les deux électrodes, déplacée parallèlement à l'axe des X, de X_0. Elle sera une droite pour les faibles champs et s'inclinera lentement pour donner le courant limite.

Voici quelques observations faites avec les données suivantes :

$$\sigma = 2^{\text{cmq}},4, \qquad h = 1^{\text{cm}},1, \qquad d = 2^{\text{cm}},2.$$

Distance des électrodes, $L = 3^{\text{cm}},2$.

	E (volts)	0,43	0,53	0,65	0,7	0,90	1,04	1,30	2,34	2,83
I pour	NaCl (M).....	9	14	27	39	60	81	128	211	220
	$NaAzO^3$ (M)..	10	20	35	51	70,5	98	149	196	208
I pour	$K^2SO^4\left(\frac{M}{16}\right)$.	30	47	62	75,5	102	125	184	242	260
	$\frac{1}{2}K^2SO^4\left(\frac{M}{16}\right)$.	19	32	48	77	98	131	191	244	260

Dans ce tableau, l'expression M ou $\frac{M}{16}$ ou $\frac{M}{n}$ définit la concentration de la flamme salée.

Elle signifie que la solution pulvérisée contient par litre d'eau la fraction $\frac{1}{n}$ du poids moléculaire du sel.

Le courant I est la différence entre le courant total observé quand la flamme B est salée et le courant noté quand elle est pure. Il est exprimé en millimètres de l'échelle du galvanomètre, à raison de 140 millimètres pour un microampère. La température indiquée par un couple Le Chatelier déplacé entre A et B est comprise entre 1600 et 1700°.

La courbe de conductibilité construite avec les nombres de ce tableau ou ceux relatifs à d'autres sels alcalins et d'autres concentrations, a la forme générale de la *fig.* 2.

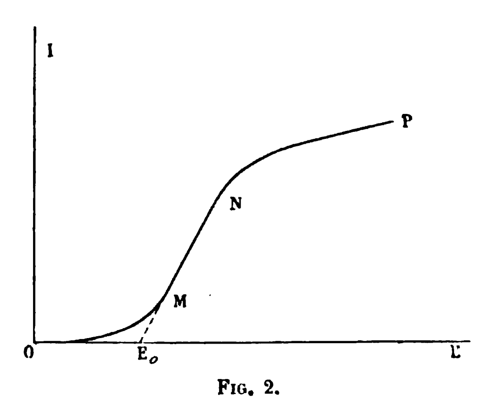


Fig. 2.

Le tronçon OM est ordinairement peu régulier et change, même dans deux observations successives. Il doit être dû à la faible diffusion de la vapeur saline d'une flamme vers l'autre. Au contraire, la partie rectiligne MN et la partie NP sont bien définies : la force électromotrice E_0 fournit le champ X_0 de la formule (4).

La méthode de mesure d'une mobilité K consiste donc à observer E_0 à en déduire X_0, et K avec la formule (4), si on a préalablement déterminé v.

Mesure de v. — v est la vitesse d'entraînement du courant gazeux de la flamme pure.

On ne peut songer à évaluer d'une façon précise v en observant

simplement la vitesse du courant de gaz qui pénètre dans le brûleur, car, pour la combustion, il s'adjoint une masse considérable d'air pris à la base du brûleur, et autour de la flamme.

J'ai utilisé le procédé suivant, qui ne présente pas d'objections sérieuses. Un tube horizontal T, de faible section, lance dans la flamme au-dessous du cône bleu un courant d'air de vitesse constante v' fourni par une trompe. Il s'est chargé de sel de sodium en passant dans une solution. Ce courant d'air illumine la flamme, et le profil de la partie illuminée est rectiligne au voisinage de l'origine du tube T. Soit α l'inclinaison de cette droite sur l'horizontale Tx, on a :

$$\operatorname{tang} \alpha = \frac{v}{v'}.$$

On mesure α en observant au cathétomètre l'ordonnée et l'abscisse d'un point de la droite, et on obtient facilement des valeurs très concordantes de tang α avec un tube T suffisamment fin.

Comme v varie avec la hauteur du cône bleu de base de la flamme, il faut fixer celle-ci une fois pour toutes. Avec la hauteur de 6 centimètres que j'ai conservée pour toutes les mesures, on a :

$$v = 70 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

Détermination de X_0. — Le champ électrique du condensateur n'est pas uniforme pour deux raisons :

1° Les ions positifs et négatifs n'ont pas la même densité en tous points de la flamme salée B, et il n'y a pas d'ions positifs dans la flamme A ;

2° L'éloignement forcé des électrodes A et B peut gêner l'uniformité du champ. On peut néanmoins négliger ce défaut d'uniformité, car l'erreur résultante est de l'ordre de celles des observations de conductibilité, car en comparant les valeurs de K obtenues avec des positions différentes des armatures dans les flammes, et supposant dans tous les cas le champ uniforme, on n'a observé aucune variation systématique tant que la distance des électrodes ne dépasse pas 4 centimètres.

Ions positifs. — La même méthode est applicable aux ions positifs. En chargeant positivement l'électrode B (*fig.* 1), on observe une conductibilité beaucoup plus faible que si B est cathode. Il faudra

employer des champs plus intenses que pour l'étude des ions négatifs. Il importe ici de régler les deux flammes afin d'éviter toute diffusion de la vapeur saline de l'une vers l'autre, qui provoquerait une dissociation cathodique au contact de l'électrode A, et une ascension rapide de la courbe de conductibilité au voisinage de l'origine.

Résultats. — 1° *Ions négatifs.* — On a trouvé pour les mobilités négatives les nombres suivants, représentant en centimètres et par seconde la vitesse dans un champ de 1 volt par centimètre.

Sels de potassium $\left(KCl,\ KOH,\ KAzO^3,\ \frac{1}{2}K^2SO^4\right)$.

Concentr.	M	$\frac{M}{4}$	$\frac{M}{16}$	$\frac{M}{64}$	$\frac{M}{256}$
K (cm, sec.).....	660	785	995	1180	1320

Sels de sodium $\left(NaCl, NaOH, NaAzO^3, \frac{1}{2}Na^2SO^4\right)$.

Concentr.	M	$\frac{M}{4}$	$\frac{M}{16}$
K (cm, sec.)...............	800	1040	1280

2° *Ions positifs.* — Quelles que soient la concentration et la nature du sel alcalin, on trouve le même nombre :

$$80\ \frac{cm}{sec}.$$

En résumé :

1° A température constante et pour une même concentration, la mobilité de l'ion négatif d'une flamme salée est indépendante du radical ou du sel. Elle varie *seulement avec le métal en raison inverse de la racine carrée du poids atomique.*

Ainsi :

	Concentration.	M	$\frac{M}{4}$	$\frac{M}{16}$
$K\sqrt{M}$	Sels de potassium...........	4092	4867	6144
	Sels de sodium.............	3840	4992	6169

2° La mobilité négative augmente notablement quand la concentration diminue et tend vers la même limite pour les sels de potassium et de sodium. Ce fait est à rapprocher de l'accroissement des mobilités des ions des gaz quand la pression diminue (Rutherford, Langevin) ;

3° La mobilité de l'ion positif est plus faible que celle de l'ion

négatif. Elle est indépendante de la concentration et la même pour les sels de potassium et de sodium.

Nature des ions. — Considérons un milieu gazeux à travers lequel diffusent des ions d'une même espèce, sous l'action d'un champ électrique unité. Si on appelle μ et p la densité et la pression des ions dans une tranche normale à la direction de diffusion, D le coefficient de diffusion, K la mobilité, e et m la charge et la masse d'un ion, l'équation générale de diffusion des gaz donne :

$$K = D \cdot \frac{K}{p} \cdot \frac{e}{m}.$$

Nous appliquons cette formule à un atome d'hydrogène porteur de la charge de l'électrolyse, en admettant que le coefficient de diffusion D est donné par l'expression :

$$D = D_0 \frac{T^2}{273^2}$$

que fournit la théorie cinétique des gaz. En attribuant à D_0 la valeur 0,64 que l'expérience fournit pour la diffusion de l'hydrogène à travers l'oxyde de carbone, on trouve à 2000°, température prise pour la flamme :

$$K = 500 \frac{\text{cm volt}}{\text{sec}}.$$

Les mobilités négatives sont comprises entre 1350 et 600 centimètres et sont du même ordre de grandeur que la vitesse de l'hydrogène. Comme la charge d'un ion égale celle de l'hydrogène, il résulte que sa masse est comparable à celle de l'atome d'hydrogène.

D'après les expériences de Lodschmidt, le coefficient de diffusion de deux gaz varie en raison inverse de la racine carrée du produit des densités ; donc, pour un gaz de poids atomique M, on aura :

$$D_0 \sqrt{M} = C^{te}.$$

Ce qui nous conduit immédiatement à la loi observée $K \sqrt{M} = C^{te}$. Il suit que l'ion négatif d'une flamme salée est constitué par l'atome ou une fraction de l'atome du métal de la vapeur. A l'inverse de ce qui se passe dans les solutions électrolytes ordinaires, c'est le métal qui véhicule les charges négatives. L'ion positif sera formé du reste de la molécule saline et sa masse ne variera pas tellement d'un sel

à l'autre que la mobilité puisse être modifiée sensiblement. Les ions des flammes salées sont donc plus simples que ceux des gaz à la température ordinaire et, au point de vue de la masse, sont intermédiaires entre ceux-ci et les corpuscules de Thomson.

III. — Effet Hall.

Soit X un champ électrique établi dans une flamme salée, et H un champ magnétique perpendiculaire au premier. Normalement au plan XH se produit un champ électrique Z, et nous appelons, comme d'habitude, coefficient de rotation de Hall, R, le quotient $\frac{Z}{HX}$.

Marx a démontré (*Drude's Annalen*, 1900) l'existence du champ Z dans les flammes chargées de vapeurs alcalines et mesuré R pour différentes concentrations de KCl et NaCl.

En admettant que H exerce sur chaque ion porteur de charge et qui se meut dans le champ X une action électro-magnétique parallèle à Z, on calcule aisément que R est donné par (5) :

$$R = C(K_2 - K_1) \tag{5}$$

où K_2 et K_1 sont les mobilités des ions positifs et négatifs. Cette relation néglige les chutes de pression des ions autour des électrodes secondaires de Hall et qui ont pour effet de diminuer R. On peut comparer cette formule aux observations de Marx, puisqu'on a mesuré les mobilités.

Concentr.		Fl. pure	KCl $\frac{M}{8}$	KCl $\frac{M}{4}$	KCl $\frac{M}{2}$	KCl 2M	NaCl 2M
-10^6R	Calc....	12,7	8,2	7	6,2	5,2	6,4
	Observ...	10,2	8,24	5,4	4,26	3,8	5,1

(R est exprimé en C. G. S.)

Pour le calcul relatif à la flamme pure et aux solutions de concentration deux fois normale, on s'est servi des mobilités limites ou déduites par extrapolation des valeurs mesurées. Les nombres calculés pour R sont tous un peu supérieurs à ceux observés comme le veut la formule (5), qui représente assez bien, sous sa forme simple, l'allure du phénomène. C'est la première fois qu'on a vérifié de façon précise la théorie de l'effet Hall et expliqué sa variation avec la concentration dans le cas des vapeurs.

Dans la formule (5), l'influence de la mobilité négative K_1 est prédominante, à cause de sa grande valeur. Or on sait que $K_1 \sqrt[2]{M} = C^{te}$, donc on doit avoir :

$$R \sqrt[2]{M} = C^{te}, \tag{6}$$

où M est le poids atomique du métal. Cette relation (6) résulte des expériences de Marx sur les vapeurs de sels de Cs, Rb, K, Na, Li. Elle confirme donc la loi des mobilités négatives des ions des flammes salées.

6 mai 1903.

CHALEURS SPÉCIFIQUES DE L'ALUMINIUM ET DE SES SELS SOLIDES;

Par M. E. BAUD.

J'ai utilisé pour ces déterminations la méthode décrite par M. Berthelot pour les liquides [1], avec quelques légères modifications.

La substance bien pure et finement pulvérisée était introduite dans une petite fiole en verre très mince munie d'un petit bouchon de liège donnant passage à un thermomètre au $\frac{1}{10^e}$.

L'appareil était placé dans un bain-marie spécial permettant d'élever très lentement la température. De cette façon il y a à peu près équilibre entre la température de la fiole et celle de l'eau qui l'entoure. Néanmoins il y a toujours une différence de quelques dixièmes en moins pour la fiole.

La température voulue étant à peu près atteinte, on cesse de chauffer. Celle de la fiole continue à s'élever pendant quelques minutes, tandis que celle de l'eau s'abaisse ; il arrive un moment où les indications des deux thermomètres concordent exactement.

On enlève alors la fiole tenue par la tige de son thermomètre et on la plonge dans l'eau du calorimètre.

La durée du trajet de la fiole dans l'air est de 1 à 2 secondes.

Je me suis assuré par des expériences comparatives que, dans ces conditions, la quantité de chaleur perdue était négligeable.

---

(1) *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XII, p. 559 ; — et *Mécan. chim.*, t. I, p. 275.

En effet, en doublant, triplant, quadruplant, etc., la durée du transport, on n'observe une perte appréciable qu'à partir d'une durée de 8 sec. ; et dans ce dernier cas la perte n'est que de $\frac{4}{10000}$ de la quantité à mesurer.

Une expérience préliminaire avec un poids connu d'eau distillée avait permis de déterminer la valeur en eau de la fiole et de ses accessoires.

J'ai employé le calorimètre et le système de correction de M. Berthelot.

1° *Aluminium*. — J'ai fait une nouvelle détermination pour ce corps, car les nombres publiés diffèrent sensiblement suivant les observateurs.

J'ai employé de l'aluminium en poudre, que j'ai débarrassé des matières grasses qu'il contient par des lavages à l'éther bouillant.

J'ai trouvé pour la chaleur spécifique atomique :

$$C_A = 5,805 \text{ entre } +15° \text{ et } +52°.$$

Ce nombre concorde bien avec ceux de Tomlinson (5,90 entre 0° et 100°), de M. Le Verrier (5,94 entre 0° et 300°).

Il est un peu inférieur à la moyenne 6,4 des chaleurs atomiques des autres corps simples.

Si l'on compare les nombres obtenus par les meilleurs observateurs aux différentes températures :

à 0°......	5,447	(Pionchon)
à 0°......	5,448	(Lorenz)
de 15° à 52°......	5,805	»
de 0° à 300°......	5,940	(Le Verrier)
de 300° à 530°......	8,100	»
à 550°......	7,842	(Pionchon)
de 540° à 600°......	1,242	(Le Verrier)

on voit que la chaleur spécifique augmente avec la température; d'abord très lentement, entre 0° et 300°; puis, de 300 à 530°, elle augmente brusquement de plus d'un tiers ; enfin, entre 540° et 600°, elle devient supérieure au double de sa valeur primitive.

Cette variation rapide est l'indice d'une modification moléculaire qui se produit avec absorption de chaleur, comme l'a montré M. Pionchon pour le fer, le nickel, le cobalt [1].

---

[1] *Ann. Chim. et Phys.*, 6e série, t. XI.

2° *Chlorure d'aluminium anhydre.* — J'ai trouvé pour la chaleur spécifique moléculaire $C_M = 50,196$. Si l'on prend, pour chaleur spécifique du chlore solide, la moyenne des nombres fournis par les autres chlorures métalliques (1), soit 36,96 pour Cl^6, et si l'on ajoute celle de Al^2 qui est 11,61, on a pour total 48,57, nombre peu différent du résultat expérimental déterminé entre — 22° et + 15°.

3° *Chlorure d'aluminium hydraté.* — $Al^2Cl^6,12H^2O$.

$C_M = 151,66$, nombre un peu inférieur à celui déduit de la loi de Westyn à partir du chlorure anhydre et de l'eau solide (159,03).

4° *Chlorure d'aluminium ammonié.* — $Al^2Cl^6,12AzH^3$.

$$C_M = 188,400 \text{ entre } - 22° \text{ et } + 15°.$$

Retranchons, pour le chlorure anhydre, 50,196 : il reste 138,204 pour $12AzH^3$ sol. soit 11,52 pour 1 seul AzH^3. Ce nombre n'est pas très éloigné de celui de l'eau solide : 9,07.

5° *Fluorure d'aluminium anhydre :*

$$C_M = 38,54 \text{ entre } + 15° \text{ et } + 53° ;$$

6° *Fluorure d'aluminium hydraté.* — $Al^2F^6,7H^2O$.

$$C_M = 100,548 \text{ entre } + 15° \text{ et } + 53°.$$

Retranchons 63,49 correspondant à $7H^2O$, il reste :

37,058 (Résultat expérimental : 38,54).

7° *Cryolithe sodique.* — $Al^2F^6,6NaF$. Les deux nombres publiés pour la cryolithe : 99,96 (Kopp) et 105,924 (Œberg), différant de 5,6 0/0, j'ai fait une nouvelle détermination. J'ai trouvé 106,26 pour la cryolithe naturelle et 107,10 pour la cryolithe artificielle. C'est donc le nombre de Kopp qui doit être rejeté.

Afin de pouvoir comparer la chaleur spécifique du fluorure d'aluminium avec celle de la cryolithe, j'ai déterminé celle du fluorure de sodium anhydre.

8° *Fluorure de sodium :*

$$C_M = 11,235 \text{ entre } + 15° \text{ et } + 53°.$$

Si l'on additionne les chaleurs spécifiques de

Al^2F^6 et de 6NaF, on trouve $(38,54 + 6 \times 11,235) = 105,95$,

ce qui concorde bien avec la mesure directe (106,26 et 107,10).

(1) *Mécan. chim.*, t. I, p. 482.

9° *Fluor solide.* — Des nombres qui précèdent, on peut, au moyen de la loi de Westyn, déduire la chaleur spécifique du fluor solide.

Les seuls fluorures étudiés jusqu'à présent étaient la cryolithe et le fluorure de calcium; il était intéressant d'y ajouter les fluorures d'aluminium et de sodium.

Du nombre obtenu pour NaF on déduit pour chaleur atomique du fluor solide	4,485
Avec le fluorure d'aluminium, on trouve	4,488
Et, avec la cryolithe	4,545
Ce qui fait pour moyenne	4,506

De même que l'oxygène solide, le fluor solide donne donc un chiffre plus faible que celui prévu par la relation approchée de Dulong et Petit et plus faible aussi que ceux fournis par les autres halogènes.

10° *Sulfate d'alumine hydraté.* — $(SO^4)^3Al^2 + 17H^2O$.

$$C_M = 228,87 \text{ entre } +15° \text{ et } +52°.$$

Retranchons 154,10 correspondant aux $17H^2O$ sol., il reste 74,77 pour le sulfate anhydre.

Ce nombre ne concorde pas avec celui trouvé par Kopp pour l'alun potassique : 351,895.

En effet, si l'on ajoute à 74,77 la chaleur spécifique du sulfate de potassium et celle de $24H^2O$ sol., on trouve 325,87 au lieu de 351,895.

J'ai donc fait une nouvelle détermination pour l'alun potassique.

11° *Alun potassique.* — $SO^4K^2(SO^4)^3Al^2 + 24H^2O$.

$$C_M = 331,026.$$

Ce nombre concorde mieux avec celui trouvé pour le sulfate d'alumine.

J'ai réuni dans le tableau suivant les résultats de mes déterminations :

Substance	Température	Chaleur spécifique pour 1 gramme	Chaleur spécifique moléculaire
Aluminium en poudre ($Al = 27$)	$+15°$ à $+52°$	0,215	5,805
Chlorure d'aluminium anhydre ($Al^2Cl^6 = 267$)	$-22°$ à $+15°$	0,188	50,196
Chlorure d'aluminium hydraté ($Al^2Cl^6,12H^2O = 483$)	$+15°$ à $+54°$	0,314	151,66

Substance	Température	Chaleur spécifique pour 1 gramme	Chaleur spécifique moléculaire
Chlorure d'aluminium ammonié ($Al^2Cl^6,12AzH^3 = 471$)	— 22° à + 15°	0,400	188,400
Fluorure d'aluminium anhydre ($Al^2F^6 = 168$)	+ 15° à + 53°	0,22945	38,54
Fluorure d'aluminium hydraté ($Al^2F^6,7H^2O = 294$)	+ 15° à + 53°	0,342	100,548
Cryolithe sodique naturelle ($Al^2F^6,6NaF = 420$)	+ 16° à + 55°	0,253	106,26
Cryolite sodique artificielle	+ 16° à + 55°	0,255	107,10
Fluorure de sodium ($NaF = 42$)	+ 15° à + 53°	0,2675	11,235
Sulfate d'aluminium hydraté ($(SO^4)^3Al^2 + 17H^2O = 648$)	+ 15° à + 52°	0,353	288,87
Alun potassique [$SO^4K^2+(SO^4)^3Al^2+24H^2O=948,5$]	+ 15° à + 52°	0,349	331,026

27 mai 1903.

NOMENCLATURE DES MÉMOIRES DE PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE ET DE PHYSIQUE MATHÉMATIQUE PRÉSENTÉS, EN FRANCE, COMME THÈSES DE DOCTORAT ÈS SCIENCES, DANS LE COURANT DU XIXe SIÈCLE;

Par M. E. ESTANAVE.

Il nous a paru utile de présenter aux physiciens une nomenclature aussi complète que possible des thèses de doctorat susceptibles de les intéresser. La plupart ont été soutenues devant les Facultés en vue du doctorat ès Sciences physiques; un plus petit nombre en vue du doctorat ès Sciences mathématiques. Nous avons distingué ces dernières par un astérisque.

Dans le cas où le candidat a présenté deux thèses, par exemple une thèse de physique et une thèse de chimie, ou une thèse de mathématiques pures et une thèse de physique mathématique, nous avons retenu seulement celle qui rentrait dans notre cadre (1).

A. — Paris.

1811. 23 nov. Lefébure de Fourcy (L.-E.)*. — Équations générales du mouvement des fluides et applications de ces équations à la théorie du son.

(1) Pour les indications bibliographiques de ces mémoires, nous renvoyons le lecteur au catalogue de thèses de M. Maire jusqu'en 1890 et à la *Revue décennale des thèses* de M. Estanave de 1891 à 1900.

1811. 30 nov. Petit (A.-T.)*. — Théorie mathématique de l'action capillaire. — La théorie des réfractions atmosphériques.

1812. 24 sept. Cadet de Gassicourt (C.-L.). — De l'étude simultanée des Sciences, ou dissertation sur cette proposition : pour perfectionner une seule des sciences physiques et naturelles, il est nécessaire de connaître la philosophie de toutes les autres [1].

1812. 24 sept. Pelletier (P.-J.). — Essai sur la valeur des caractères physiques employés en minéralogie.

1824. 26 juill. Verron-Vernier (J.-H.). — De la distribution de l'électricité à la surface des corps conducteurs.

1825. 21 mai. Bouniakowsky (V.-J.)*. — Propagation de la chaleur dans l'intérieur des corps solides.

1827. 15 oct. Galy-Cazalat (A.). — Recherches sur la compressibilité des liquides et du calorique qu'ils émettent sous des forces communes.

1828. 27 nov. Guérin (R.-T.). —. Phénomènes électro-dynamiques. Actions mutuelles des fils conducteurs de courants électriques.

1831. 26 août. Desrosiers (E.-L.-G.)*. — Formules sur le mouvement des fluides élastiques.

1832. 9 juill. Dumas (J.-B.). — Dissertations sur la densité de la vapeur de quelques corps simples.

1832. 7 août. Person (C.-C.). — Dissertation sur la mesure des températures et sur les lois de refroidissement.

1832. 13 et 22 août Bigourdan (E.). — Équation de la surface capillaire. Composition intérieure des fluides.

1832. 17 août. Amondieu (J.-L.-A.). — Sur l'électricité produite par le contact.

1832. 31 oct. Despretz (C.-M.). — Sur le maximum de la densité de l'eau.

1833. 16 mars. Fournet (J.-J.-B.-X.). — De la pesanteur spécifique des corps appliquée spécialement à la minéralogie et aux opérations métallurgiques.

1833. 20 mars. Persoz (J.-F.). — De la polarisation circulaire, comme moyen de distinguer des matières organiques, identiques en apparence ; et de la possibilité, à l'aide de ce même caractère, d'apprécier les changements que certaines substances végétales peuvent éprouver de la part des agents chimiques.

1833. 27 mars. Boudet (F.-H.). — Des sources de la chaleur et du froid.

1833. 2 nov. Billet (F.). — Sur les anneaux colorés.

1834. 19 fév. Duhamel (J.-M.-C.)*. — Théorie mathématique de la chaleur. De l'influence du double mouvement des planètes sur les températures de leurs différents points.

1834. 5 juin. Sauteyron (A.). — On se propose d'établir par des faits : que ce n'est pas le développement d'électricité résultant

---

(1) A titre d'exemple nous signalons le sujet de la thèse de chimie jointe à cette thèse de physique. Elle avait pour titre : *De l'extinction de la chaux.*

du contact des métaux qui est la cause de la puissance des appareils voltaïques. — De l'électricité développée dans certaines conditions chimiques.

1836. 9 avril. DAVID (A.-C.). — Sur la théorie électro-chimique. — Sur la polarisation de la lumière.

1837. 30 août. MOLINS (L.-F.-H.-X.)*. — Sur le mouvement des corps flottants.

1837. 14 oct. DESAINS (F.-E.). — Sur la mesure des courants électriques.

1837. 25 oct. BINEAU D'ALIGNY (A.). — Recherches sur les densités de vapeur.

1837. 10 nov. AIMÉ (G.). — De l'influence de la pression sur les actions chimiques. — Actions excitées dans tous les corps par l'influence des courants électriques ou des aimants.

1838. 27 août. ABRIA (B.). — Recherches sur les propriétés des rayons chimiques et de la lumière solaire. — Sur la diffraction de la lumière.

1838. 24 déc. LAROQUE (F.-R.-N.)*. — Sur la distribution de la chaleur dans une couche sphérique homogène. — Sur les réfractions astronomiques.

1839. 11 janv. MASSON (A.-P.). — Théorie physique et mathématique des phénomènes électro-dynamiques et du magnétisme.

1839. 9 avril. BERTRAND (J.-L.-F.)*. — Sur la théorie des phénomènes thermo-mécaniques. — Sur la distribution de l'électricité à la surface des corps.

1839. 1er juin. MAUROCORDATOS (N.). — Sur les décompositions qu'on opère par la pile. — Sur les causes de la production de l'électricité dans la pile.

1839. 24 juin. BLAVETTE *. — Sur les mouvements vibratoires d'une verge élastique.

1839. 2 juill. QUET (J.-A.)*. — Sur les mouvements oscillatoires des corps flottants. — Sur le flux de la mer.

1840. 31 janv. FOURESTEY (J.-B.)*. — Mouvement de la chaleur dans une sphère et application aux températures terrestres.

1840. 15 juill. DUPRÉ (A.-L.-V.). — Mémoires sur les baromètres. — Remarque sur un nouveau moyen de mesurer les hautes températures indiquées dans les « Annales de physique et de chimie, 1836, tome 2e, page 334 ».

1840. Août. SONNET (L.-J.-H.)*. — Sur les vibrations longitudinales des verges élastiques.

1840. 16 sept. BOURDONNAY-DUCLÉSIO (P.-M.)*. — Sur la distribution de l'électricité à la surface des corps conducteurs.

1840. 16 sept. DELAFOSSE (G.). — Sur la structure des cristaux, considérée comme base de la distinction et de la classification des systèmes cristallins.

1840. 4 déc. BLANCHET (P.-H.)*. — Sur la propagation et la polarisation du mouvement dans un milieu indéfini cristallisé d'une manière quelconque.

1841. 6 mai. MORREN (F.-A.). — Recherches sur l'influence qu'exercent et la lumière et la substance organique de couleur verte

souvent contenue dans l'eau stagnante, sur la qualité et la quantité des gaz que celle-ci peut contenir. — Des caustiques (de la réflexion).

1843. 23 oct. Delesse (A.-E.-O.-J.). — Sur l'emploi de l'analyse chimique dans les recherches de minéralogie. — Nouvelle théorie des instruments d'optique.

1844. 15 oct. Binet (L.-A.)*. — Mouvement de la chaleur dans une sphère homogène.

1845. 19 mars. Billet (F.). — Sur les variations de volume qui précèdent, accompagnent et suivent le premier changement d'état.

1845. 4 juill. Grassi (J.-A.-C.). — Recherches sur les quantités de chaleur dégagées dans les combinaisons chimiques. — Radiations calorifiques.

1845. 14 juill. Pierre (J.-I.). — Recherches sur la dilatation des liquides.

1845. 20 août. Leboucher (J.-A.). — Sur la formation des caustiques dans un milieu réfringent terminé par deux surfaces sphériques concentriques.

1846. 23 mars. Saint-Evre (F.-V.-A.-E.-G.). — Recherches sur les indices de réfraction.

1846. 1er juill. Daguin (P.-A.). — Sur les propriétés physiques et la constitution moléculaire des corps solides. — De la dissolution et de la cristallisation, et des phénomènes qui se produisent quand on mélange deux dissolutions.

1846. 24 août. Maumené (E.-J.). — Détermination de la force magnétique.

1847. 17 mars. Jamin (J.-C.). — Mémoire sur la réflexion métallique. — De l'usage que l'on peut faire « des pouvoirs rotatoires » dans l'étude des phénomènes chimiques.

1847. 23 août. Bertin-Mourot (P.-A.). — Sur les propriétés rotatoires que présentent les corps transparents sous l'influence du magnétisme. — Sur les phénomènes chimiques qui accompagnent le passage de l'électricité à travers les corps, soit sous la forme d'étincelles, soit sous la forme de courant.

1847. 23 août. Pasteur (L.). — Recherches sur la capacité de saturation de l'acide arsénieux. — Étude des arsénites de potasse, de soude et d'ammoniaque. — Étude des phénomènes relatifs à la polarisation rotatoire des liquides. — Application de la polarisation rotatoire des liquides à la solution de diverses questions de chimie.

1848. 17 avril. Chancel (G.-C.). — Sur les rapports physiques qui existent entre les différents systèmes cristallins.

1848. 19 mai. Desains (Q.-P.). — Sur le rayonnement de la chaleur.

1848. 24 nov. Verdet (M.-E.). — Recherches sur les phénomènes d'induction produits par les décharges électriques.

1849. 30 août. Merget (A.-E.). — Sur la formation d'empreintes métalliques des corps conducteurs par l'emploi des courants électriques.

1849. 20 oct. Dieu (T.-D.)*. — Sur la propagation du son dans un mi-

lieu indéfini homogène dans l'état d'équilibre. — Sur les réfractions astronomiques.

1850. 17 août. DUTIROU (D.). — Des raies du spectre et de leur application à la solution de quelques questions d'optique.

1850. 26 août. VIARD (H.-S.). — Du rôle de l'oxygène libre dans les piles.

1850. 27 nov. LISSAJOUS (J.-A.). — Sur la position des nœuds dans les lames qui vibrent transversalement. — Des diverses méthodes eudiométriques employées à la détermination des principes constituants de l'air atmosphérique, et à la recherche des gaz qui s'y trouvent accidentellement mélangés.

1852. 30 mars. ALQUIER (F.-G.-A.)*. — Sur la distribution de l'électricité sur deux sphères conductrices mises en présence.

1852. 1er avril. LADREY (C.). — Recherches sur les relations qui existent entre la composition chimique et la forme cristalline. — Influence de la composition chimique sur les lois et les phénomènes optiques.

1852. 17 mai. SEGUIN (J.-M.-F.). — Sur les couleurs accidentelles. — Expériences sur les indices de réfraction des dissolutions.

1852. 24 mai. LALLEMAND (A.-E.-M.). — Étude sur les lois de l'induction à l'aide de balance électro-dynamique.

1852. 23 août. CHAUTARD (J.-M.-A.). — Essai de polarisation circulaire.

1852. 23 nov. SAINTE-CLAIRE DEVILLE (C.-J.). — Des modifications du soufre sous l'influence de la chaleur et des dissolvants. — Étude de météorologie et de physique terrestre aux Antilles.

1853. 25 avril. FOUCAULT (J.-B.-L.). — Sur les vitesses relatives de la lumière dans l'air et dans l'eau.

1853. 8 juill. RODRIGUES DE PANOS (J.-A.)*. — Sur le détail relatif à la découverte de Newton (attraction).

1853. 25 juill. NICKLÈS (F.-J.-J.). — Les électro-aimants circulaires. — Recherches sur le polymorphisme.

1853. 30 nov. FAVRE (P.-A.). — Recherches thermochimiques sur les composés formés en proportions multiples. — Recherches thermiques sur les courants hydro-électriques.

1854. 8 fév. WERTHEIM (G.). — Mémoire sur la double réfraction temporairement produite dans les corps isotropes. — Note sur la relation entre la composition chimique et l'élasticité des minéraux à élasticité constante.

1854. 10 fév. ROBIQUET (H.-E.). — Observations de chimie et de physique.

1854. 26 juin. PAINVIN (L.-F.)*. — Études sur les états vibratoires d'une couche solide, homogène et d'élasticité constante, comprise entre deux ellipsoïdes homofocaux.

1854. 21 août. TROUESSART (J.-L.). — Essai historique sur la théorie des corps simples ou élémentaires et de leurs divers modes de combinaisons jusqu'à la découverte des gaz. — Recherches sur quelques phénomènes de la vision.

1854. 11 déc. GOUILLAUD (H.-J.). — Sur la conductibilité des métaux pour la chaleur.

1855. 30 avril. Bouis (D.-F.-J.). — Observations sur la fusion et la solidification.
1855. 4 juin. Résal (H.-A.)*. — Sur les équations polaires de l'élasticité et leur application à l'équilibre d'une croûte planétaire. — Sur les oscillations des fluides qui recouvrent la surface des planètes.
1855. 17 juill. Regnauld (J.-A.). — Recherches sur les forces électromotrices et sur une nouvelle méthode propre à les déterminer.
1856. 12 août. Almeida (J.-C. d'). — Sur la décomposition par la pile des sels dissous dans l'eau.
1856. 19 déc. Wolf (C.-J.-E.). — De l'influence de la température sur les phénomènes qui se passent dans les tubes capillaires.
1857. 28 mai. Des Cloizeaux (A.-L.-A.). — De l'emploi des propriétés optiques biréfringentes en minéralogie.
1858. 12 juill. Galopin-Schaub (C.)*. — Sur l'équation de la surface des ondes lumineuses dans les milieux biréfringents.
1859. 14 fév. Fortoul (J.-C.)*. — Sur les figures d'équilibre des liquides planétaires.
1859. 16 mai. Drion (C.-A.). — Recherches sur la dilatabilité des liquides volatils.
1859. 22 août. Terquem (A.). — Étude des vibrations longitudinales des verges prismatiques libres aux deux extrémités.
1860. 17 août. Charault (L.-R.). — Recherches sur la déperdition de l'électricité statique par l'air et les supports.
1860. 17 août. Janssen (P.-J.-C.). — Mémoire sur l'absorption de la chaleur rayonnante obscure dans les milieux de l'œil.
1860. 28 nov. Guillemin (C.-M.). — Propagation des courants dans les fils télégraphiques.
1861. 16 janv. Perrot (A.). — Recherches sur l'action chimique de l'étincelle d'induction de l'appareil Ruhmkorff. — Sur la nature de l'étincelle d'induction de l'appareil Ruhmkoff.
1861. 6 fév. Le Roux (F.-P.-M.). — Recherches sur les indices de réfraction des corps qui ne prennent l'état gazeux qu'à des températures élevées.
1861. 16 août. Massieu (F.-J.-D.)*. — Sur le mode de propagation des ondes planes et la surface de l'onde élémentaire dans les cristaux biréfringents à deux axes.
1862. 13 août. Cazin (A.-A.). — Essai sur la détente et la compression des gaz.
1863. 13 mai. Raoult (F.-M.). — Étude des forces électromotrices des éléments voltaïques.
1864. 19 avril. Gernez (D.-J.-B.). — Recherches sur le pouvoir rotatoire des liquides actifs et de leurs vapeurs.
1864. 1er juill. Gripon (E.). — Recherches sur les tuyaux d'orgue à cheminée.
1864. 2 juill. Mascart (E.-E.-N.). — Recherches sur le spectre solaire ultra-violet. — Détermination des longueurs d'onde des rayons lumineux et des rayons ultra-violets.
1865. 15 juin. Villié (E.-A.)*. — Sur l'équilibre d'une masse fluide ho-

mogène animée d'un mouvement de rotation uniforme autour d'un axe fixe.

1865. 28 juill. GÉRARDIN (C.-A.). — Recherches sur la solubilité des sels dans les mélanges d'alcool et d'eau.

1866. 4 août. LÉVISTAL (A.)*. — Recherches d'optique géométrique.

1866. 3 nov. TURQUAN (L.-V.)*. — Recherches sur la stabilité de l'équilibre des corps flottants.

1867. 21 fév. LÉVY (M.)*. — Essai théorique et appliqué sur le mouvement des liquides.

1867. 14 mars. MARTIN (A.-A.). — Théorie des instruments d'optique.

1867. 15 mai. RENAULT (B.). — Vérification expérimentale de la réciproque de la loi de Faraday sur la décomposition des électrolytes.

1867. 16 mai. BOUSSINESQ (V.-J.)*. — Étude sur la propagation de la chaleur dans les milieux homogènes.

1867. 23 mai. BAILLE (J.-B.-A.). — Recherches sur les indices de réfraction.

1867. 19 juin. CORNU (M.-A.). — Recherches sur la réflexion cristalline.

1867. 19 juin. SONREL (M.-J.-B.-L.). — Sur les mouvements généraux de l'atmosphère.

1867. 28 nov. GAUTHIER (P.-J.-B.)*. — Mouvement d'un projectile dans l'air.

1868. 28 janv. FRON (C.-E.). — Des mouvements généraux de l'atmosphère dans leurs rapports avec les orages.

1869. 26 janv. DESCAMPS (A.-E.). — Étude des phénomènes de photochimie et de leur application à la mesure de l'intensité des radiations solaires.

1869. 20 fév. FRIEDEL (C.). — Sur la pyro-électricité dans les cristaux bons conducteurs de l'électricité.

1870. 30 mai. RAYNAUD (J.-F.-E.). — Recherches expérimentales sur les lois de Ohm et leurs applications aux essais électriques des câbles sous-marins.

1870. 2 juill. LE CORDIER (P.)*. — Usages des potentiels dans l'électrodynamique et dans l'électro-magnétisme.

1870. 14 août. VIOLLE (L.-J.-G.). — Sur l'équivalent mécanique de la chaleur.

1871. 24 mars. BOUTET (J.-F.). — Recherches expérimentales sur les tuyaux sonores de forme conique.

1871. 29 déc. RAYET (G.-A.-P.). — Mémoire sur les raies brillantes du spectre de l'atmosphère solaire et sur la constitution physique du soleil.

1872. 26 janv. DESCAMPS (C.-H.-A.). — Étude sur la compressibilité des liquides.

1872. 27 fév. AMAGAT (H.-E.). — Recherches sur la dilatation et la compressibilité des gaz.

1872. 7 août. SALET (G.-P.-G.). — Sur les spectres des métalloïdes.

1872. 13 août. ROGER (G.-M.-G.). — Études sur les courants interrompus.

1873. 4 mars. JANNETAZ (P.-M.-E.). — Sur la propagation de la chaleur dans les corps cristallisés.

1873. 31 mars. BRANLY (D.-E.-E.). — Étude des phénomènes électrostatiques dans les piles.

1873. 16 mai. Bichat (E.-A.). — Recherches sur la polarisation rotatoire magnétique.
1873. 26 mai. Benoit (J.-M.-R.). — Études expérimentales sur la résistance électrique des métaux et sa variation sous l'influence de la température.
1874. 28 mars. Salvert (M.-A.-F. de)*. — Étude sur le mouvement permanent des fluides.
1874. 27 juin. Joubert (J.-F.). — Sur la phosphorescence du phosphore.
1874. 9 juill. Angot (C.-A.). — Recherches expérimentales d'électricité statique.
1874. 8 déc. Bouty (E.-M.-L.). — Études sur le magnétisme.
1875. 22 juin. Neyreneuf (V.). — Sur le rôle, dans les phénomènes électriques, des substances en contact avec des corps conducteurs.
1875. 24 juill. Lippmann (J.-F.-G.). — Relations entre les phénomènes électriques et capillaires.
1876. 30 mai. Duter (M.-J.-A.). — De la distribution du magnétisme libre sur des plaques d'acier elliptiques ou circulaires.
1876. 23 juin. André (C.-L.-F.). — Étude de la diffraction dans les instruments d'optique; son influence dans les observations astronomiques.
1876. 25 nov. Mouton (J.-L.). — Études expérimentales sur les phénomènes d'induction électro-dynamique.
1877. 22 juin. Chastaing (P.-L.). — Étude sur la part de la lumière dans les actions chimiques et en particulier dans les oxydations.
1877. 7 déc. Hurion (L.-A.). — Recherches sur la dispersion anomale.
1878. 30 nov. Witz (M.-J.-A.). — Essai sur l'effet thermique des parois d'une enceinte sur les gaz qu'elle renferme.
1879. 13 mars. Quesneville (G.-G.). — De l'influence du mouvement sur la hauteur du son.
1879. 28 juill. Gouy (L.-G.). — Recherches photométriques sur les flammes colorées.
1879. 23 déc. Macé de Lépinay (J.-C.-A.). — Recherches expérimentales sur la double réfraction accidentelle.
1880. 31 janv. Lechat (F.-H.). — Des vibrations à la surface des liquides.
1880. 23 juill. Brillouin (L.-M.). — Intégration des équations différentielles auxquelles conduit l'étude des phénomènes d'induction dans les circuits dérivés. — Comparaison des coefficients d'induction.
1880. 13 déc. Maquenne (L.-G.-M.). — Recherches sur la détermination des pouvoirs absorbants et diffusifs. — Application des méthodes physiques à la physiologie végétale.
1881. 18 mai. Damien (B.-C.). — Recherches sur le pouvoir réfringent des liquides.
1881. 8 juin. Blondlot (P.-R.). — Recherches expérimentales sur la capacité de polarisation voltaïque.
1881. 22 juin. Pellat (J.-S.-H.). — Différence de potentiel des couches électriques qui recouvrent deux métaux au contact.

1882. 21 mars. SPARRE (M.-C.-M. de)*. — Sur le mouvement du pendule conique à la surface de la Terre.

1882. 25 mars. HÉBERT (F.-F.). — Étude sur les lois des grands mouvements de l'atmosphère et sur la formation et la translation des tourbillons aériens.

1882. 17 juin. CHAPPUIS (L.-P.-C.-J.). — Étude spectroscopique sur l'ozone.

1882. 29 juill. MORISOT (J.-A.-F.). — Étude sur la variation des températures de deux corps en présence.

1884. 23 juill. RIVIÈRE (C.-A.). — Essai sur le pouvoir refroidissant des gaz.

1884. 18 déc. LAGARDE (C.-J.-H.). — Recherches photométriques sur le spectre de l'hydrogène.

1885. 28 mars. FOUSSEREAU (G.-E.-M.). — Recherches expérimentales sur la résistance électrique des substances isolantes.

1885. 24 juill. DUFET (J.-B.-H.). — Recherches expérimentales sur la variation des indices de réfraction sous l'influence de la chaleur.

1886. 15 avril. BERSON (F.-G.-A.). — De l'influence de la température sur l'aimantation.

1886. 17 avril. WYROUBOFF (G.). — Recherches sur la structure des corps cristallisés doués du pouvoir rotatoire.

1886. 17 avril. GARBE (O.-A.). — Recherches expérimentales sur le rayonnement.

1886. 13 juill. ROBIN (V.-G.). — Sur la distribution de l'électricité à la surface des conducteurs fermés et des conducteurs ouverts.

1886. 27 juill. LEDEBOER (P.-H.). — Sur la détermination du coefficient de self-induction.

1886. 23 déc. PIONCHON (J.-E.-N.). — Recherches calorimétriques sur les chaleurs spécifiques et les changements d'état aux températures élevées.

1887. 22 janv. GODART (L.). — Sur la diffusion de la chaleur.

1887. 30 nov. PEROT (J.-B.-G.-A.). — Sur la mesure du volume spécifique des vapeurs saturées, et détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur.

1888. 15 mars. BECQUEREL (A.-H.). — Recherches sur l'absorption de la lumière.

1888. 2 mai. DESLANDRES (H.-A.). — Spectres des bandes ultra-violets des métalloïdes avec une faible dispersion.

1888. 19 juin. VAUTIER*. — Recherches expérimentales sur la vitesse d'écoulement des liquides par un orifice en mince paroi.

1888. 20 juin. JOUBIN (P.-J.-M.-J.). — De la dispersion rotatoire magnétique.

1888. 22 juin. LEDUC (S.-A.). — Modification de la conductibilité du bismuth dans un champ magnétique.

1888. 28 juin. BERGET (T.-C.-X.-A.). — Sur la conductibilité thermique du mercure et de quelques métaux.

1888. 30 juin. CURIE (P.-J.). — Recherches sur le pouvoir inducteur spécifique et sur la conductibilité des corps cristallisés.
1888. 5 juill. GOURÉ DE VILLEMONTÉE (L.-A.-G.-A.). — Recherches sur la différence de potentiel au contact d'un métal et d'un liquide.
1888. 30 oct. DUHEM (P.-M.-M.). — De l'aimantation par influence.
1888. 27 nov. RIBIÈRE (C.-H.)*. — Sur divers cas de la flexion des prismes rectangles.
1889. 6 mars. KROUCHKOLL (M.). — Étude sur les couches électriques doubles : 2° variation du coefficient de frottement produite par la polarisation voltaïque.
1889. 18 mars. NÉGRÉANO (D.). — Étude de l'éthérification au moyen des conductibilités électriques.
1889. 25 juill. CHAUVIN (A.-T.). — Recherches sur la polarisation rotatoire magnétique dans le spath d'Islande.
1889. 30 nov. ZAREMBA (S.)*. — Sur un problème concernant l'état calorifique d'un corps solide homogène indéfini.
1890. 26 fév. CARVALLO (M.-E.)*. — Influence du terme de dispersion de Briot sur les lois de la double réfraction.
1890. 21 mars. MESLIN (R.-A.). — Sur la polarisation elliptique des rayons réfléchis et transmis par les lames métalliques minces.
1890. 18 avril. MATHIAS (E.-O.-J.). — Sur la chaleur de vaporisation des gaz liquéfiés.
1890. 25 avril. JANET (P.-A.-M.). — Etude théorique et expérimentale sur l'aimantation transversale des conducteurs magnétiques.
1890. 22 mai. CHASSY (A.). — Sur un nouveau transport électrique des sels dissous.
1890. 30 mai. COUETTE (M.-F.-A.). — Étude sur le frottement des liquides.
1890. 25 juin. POINCARÉ (L.-A.). — Recherches sur les électrolytes fondus.
1890. 25 nov. GOSSART (E.-E.-F.). — Mesure des tensions superficielles dans les liquides en caléfaction (méthode des larges gouttes).
1891. 19 mars. OFFRET (A.-J.-J.). — De la variation, sous l'influence de la chaleur, des indices de réfraction de quelques espèces minérales dans l'étude du spectre visible.
1891. 9 avril. BERTHELOT (P.-A.-D.). — Recherches sur les conductibilités électriques des acides organiques et de leurs sels.
1891. 25 juin. GUYE (P.-A.). — Étude sur la dissymétrie moléculaire.
1891. 20 juill. MOREL (J.-J.). — Recherches sur les propriétés optiques, et sur la constitution des cristaux anisotropes des nitrates cubiques et de quelques autres corps du même système cristallin.
1892. 21 janv. MICU DÉDIU, dit Miculescu (C.). — Sur la détermination de l'équivalent mécanique de la calorie.
1892. 30 mai. FABRY (M.-P.-A.-C.). — Théorie de la visibilité et de l'orientation des franges d'interférence.
1892. 30 juin. ABRAHAM (H.-A.). — Sur une nouvelle détermination du rapport *v* entre les unités électro-magnétiques et électrostatiques.

1892. 13 déc. BOUASSE (M.-P.-H.)*. — Réflexion et réfraction dans les milieux isotropes, transparents et absorbants.

1892. 19 déc. DOUMER (J.-M.-E.). — Recherches sur les pouvoirs réfringents moléculaires d'un certain nombre de sels.

1893. 26 avril. BRUNHES (A.-J.-B.). — Étude expérimentale sur la réflexion cristalline interne.

1893. 28 avril. BEAULARD DE LENAIZAN (A.-C.). — Sur la coexistence du pouvoir rotatoire et de la double réfraction dans le quartz.

1893. 29 avril. MOREAU (G.-G.-E.). — Contribution à l'étude de la polarisation rotatoire naturelle et de la polarisation rotatoire magnétique.

1893. 26 juin. AIGNAN (J.-M.-A.). — Sur le pouvoir rotatoire spécifique des corps actifs dissous.

1893. 28 juin. LEFÈVRE (J.-J.). — Recherches sur les diélectriques.

1894. 16 mars. BAGARD (H.-L.). — Sur les forces électromotrices thermoélectriques entre deux électrolytes et le transport électrique de la chaleur dans les électrolytes.

1894. 7 juin. MALTÉZOS (C.-C.)*. — Les enveloppes solides minces. Les cloches.

1894. 20 juin. LAVENIR (J.-A.-J.). — Sur la variation des propriétés optiques dans les mélanges de sels isomorphes.

1894. 25 juin. FREUNDLER (P.-T.). — Sur les variations du pouvoir rotatoire dans la série tartrique et le pouvoir rotatoire des corps dissous.

1895. 22 janv. LACOUR (V.-L.-E.)*. — Sur l'équation de la chaleur.

1895. 13 fév. CAMICHEL (C.-M.). — Étude expérimentale sur l'absorption de la lumière par les cristaux.

1895. 28 fév. PERREAU (F.). — Étude expérimentale de la dispersion des gaz.

1895. 6 mars. CURIE (P.). — Propriétés magnétiques des corps à diverses températures.

1895. 29 mai. DELEMER (J.-J.-B.)*. — Sur le mouvement varié de l'eau dans les tubes capillaires cylindriques, évasés à leur entrée, et sur l'établissement du régime uniforme dans ces tubes.

1895. 20 juin. DE GRAMONT (A.-A.-A.). — Analyse spectrale directe des minéraux.

1895. 25 juin. HOULLEVIGUE (A.-C.-L.). — De l'influence de l'aimantation sur les phénomènes thermo-électriques.

1895. 26 juin. LIMB (C.-M.-J.). — Mesure directe des forces électromotrices en unités absolues électro-magnétiques.

1895. 29 juin. MANEUVRIER (F.-G.). — Nouvelle méthode de détermination du rapport $\frac{C}{c}$ pour l'air et d'autres gaz.

1896. 5 mars. PONSOT (A.). — Recherches sur la congélation des solutions aqueuses étendues.

1896. 28 avril. HURMUZESCU (D.). — Nouvelle détermination du rapport v entre les unités électrostatiques et électromagnétiques

1896. 1er mai. Cotton (A.-A.). — Recherches sur l'absorption et la dispersion de la lumière par les milieux doués du pouvoir rotatoire.
1896. 13 mai. Hélier (H.-R.). — Recherches sur les combinaisons gazeuses.
1896. 20 juin. Weiss (P.-E.). — Recherches sur l'aimantation de la magnétite cristallisée et sur quelques alliages de fer et d'antimoine.
1896. 25 juin. Villard (P.-U.). — Étude expérimentale des hydrates de gaz.
1896. 30 juin. Houdaille (F.-L.-L.). — Mesure du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'atmosphère et du coefficient de frottement de la vapeur d'eau.
1896. 30 nov. Bloch (S.). — Recherches expérimentales sur l'absorption métallique de la lumière et les phénomènes optiques qui s'y rattachent.
1897. 8 janv. Bouasse (M.-P.-H.). — Sur les torsions des fils fins.
1897. 19 fév. Sentis (C.-H.). — Tension superficielle de l'eau et des solutions salines.
1897. 12 mai. Swyngedauw (R.-A.). — Contribution à l'étude des décharges. Les potentiels explosifs statique et dynamique.
1897. 14 juin. Perrin (J.-B.). — Rayons cathodiques et rayons Röntgen.
1897. 24 nov. Nau (F.-N.)*. — Formation et extinction du clapotis.
1898. 14 fév. Maurain (C.-H.). — Recherches sur les écrans électromagnétiques et l'influence de la fréquence sur l'énergie dissipée dans l'aimantation.
1898. 8 juin. Dongier (R.-R.). — 1° Pouvoir rotatoire du quartz dans l'infra-rouge. — 2° Variation de la biréfringence du quartz avec la direction de compression.
1898. 23 juin. Décombe (L.-P.). — Résonance multiple des oscillations électriques.
1898. 27 juin. Demerliac (A.-R.). — Recherche sur l'influence de la pression sur la température de fusion.
1898. 28 nov. Lafay (A.-J.-J.). — Sur la polarisation de la lumière diffusée par le verre dépoli.
1899. 24 janv. Barbillion (L.-C.). — Sur la dispersion électrique.
1899. 29 mars. Cauro (J.-M.-E.). — Mesures sur le microphone.
1899. 23 juin. Gutton (A.-M.-C.). — Recherches expérimentales sur le passage des ondes électriques d'un conducteur à un autre.
1899. 30 juin. Guillet (A.-J.-V.). — Détermination directe du kilohm absolu.
1899. 20 déc. Sacerdote (E.-P.)*. — Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques solides isotropes.
1899. 22 déc. Vincent (G.-J.). — Sur l'épaisseur des couches de passage.
1900. 22 juin. Legrand (M.-A.-E.). — Sur la conductibilité électrique de certains sels et du sodium dissous dans le gaz ammoniac liquéfié.

1900. 8 nov. ESTANAVE (E.-P.)*. — Contribution à l'étude de l'équilibre élastique d'une plaque rectangulaire mince dont deux bords opposés au moins sont appuyés sur un cadre.

1900. 19 nov. DAVIDOGLU (A.)*. — Sur l'équation des vibrations transversales des verges élastiques.

1900. 21 déc. SAGNAC (M.-M.-G.). — De l'optique des rayons de Röntgen et des rayons secondaires qui en dérivent.

B. — **Besançon.**

1812. 31 août. FERRIOT. — Le feu, l'air, l'eau et la terre considérés physiquement et chimiquement.

1849. 23 nov. SCHAEUFFELE (J.-M.-D.). — Radiations calorifiques.

1863. 2 juill. SIRE (G.-E.). — Étude sur la forme globulaire des liquides.

1880. PAUCHON (E.). — Sur les tensions de vapeur des solutions salines.

C. — **Bordeaux.**

1852. 30 juill. BERNARD (F.). — Sur l'absorption de la lumière par les milieux non cristallisés. — Sur l'analyse des sucres et plus spécialement sur le dosage optique des substances saccharines.

1892. Juin. ELIE (B.). — La fonction vectorielle et ses applications à la Physique.

1897. 8 avril. MONNET (L.-E.). — Sur l'étude calorimétrique complète d'un sel.

1898. 30 juin. MARCHIS (L.-R.-A.). — Les modifications permanentes du verre et le déplacement du zéro des thermomètres.

1899. 27 juill. TURPAIN (A.-C.-L.). — Recherches expérimentales sur les oscillations électriques.

1900. 5 juill. LENOBLE (E.-O.). — Contributions à l'étude des déformations permanentes des fils métalliques.

D. — **Caen.**

1829. 6 nov. CACH. — Théorie des pompes et considérations sur les lois de l'équilibre des fluides pesants. — Théorie du flux et du reflux, précédée de quelques considérations sur le problème des trois corps.

E. — **Clermont-Ferrand.**

1858. 12 nov. ALLUARD (P.-J.-E.). — Des chaleurs spécifiques de la naphtaline à l'état solide et à l'état liquide, et de sa chaleur latente de fusion.

F. — **Dijon.**

1835. 27 fév. CIRRODE (P.-L.)*. — Du mouvement de la chaleur dans un cylindre droit solide, homogène.

1845. 29 déc. Lavalle (J.). — Sur le calorique considéré comme agent du métamorphisme dans les roches.
1848. 25 janv. Démoly (C.-F.-A.). — Note sur les opérations galvanoplastiques.
1863. 28 janv. Hanriot (J.-B.-T.). — État comparatif des deux doubles réfractions.
1869. 19 avril. Croullebois (D.-M.). — Indices de réfraction des gaz et des vapeurs. — Mesure de leurs dispersions.

G. — **Grenoble.**

1825. 15 déc. Leroy (C.). — Considérations générales sur les effets et la nature du calorique. — Considérations sur les sources de la chaleur animale.
1833. 16 août. Pinaud (H.-A.). — Théorie des oscillations d'un corps flottant dans un liquide.

H. — **Lille.**

1877. 14 avril. Trannin (H.-L.-M.). — Mesure des intensités relatives des diverses radiations constitutives des sources lumineuses.

I. — **Lyon.**

1811. 13 août. Pelletier (J.). — Du calorique et de l'eau.
1837. 5 oct. Bravais (A.)*. — Des méthodes employées dans les levées sous voiles. — Sur l'équilibre des corps flottants.
1897. 9 janv. Rigollot (H.). — Recherches expérimentales sur les actinomètres électro-chimiques.
1898. 5 mai. Le Cadet (G.). — Étude du champ électrique de l'atmosphère.

J. — **Marseille.**

1874. Houzeau (J.-A.). — Sur la génération naturelle et artificielle de l'ozone. Analyse spectrale et applications. — De la phosphorescence et de la fluorescence.
1880. Imbert (J.-A.-M.). — Recherches théoriques et expérimentales sur l'élasticité du caoutchouc.

K. — **Montpellier.**

1820. 4 mai. Roura (J.). — Considérations sur la pesanteur spécifique.
1820. 20 juill. Lentheric (P.). — Recherches de dioptrique : sur la manière dont les poissons s'offrent à notre vue et nous à la leur.
1821. 1er fév. Sarrus (F.). — Essai sur la théorie du son.
1844. 11 juin. Roche (E.-A.)*. — Sur la distribution de la chaleur dans une sphère.
1844. 11 juin. Aoust (B.)*. — Sur les oscillations des cordes pesantes flexibles et élastiques.

1844. 6 août. BERGERON (J.-P.-A.). — Sur la résistance des solides élastiques.

1845. 31 mars. MARIÉ-DAVY (E.-H.). — Considérations sur la constitution moléculaire des corps. — Sur la transmission des courants à travers les liquides conducteurs et la perte d'électricité aux changements de conducteurs.

1862. CROVA (A.). — Mémoire sur les lois de la force électromotrice de polarisation.

L. — Nancy.

1860. 31 mars. FORTHOMME (P.-G.-C.). — Nouveaux procédés pour mesurer les indices de réfraction des liquides. — Application aux dissolutions salines.

1861. 5 août. DECHARMES (J.-C.). — Sur de nouveaux baromètres à maxima et à minima, précédés d'une revue critique des formes barométriques.

1869. 19 mars. CHEVRIER (G.). — Rôle de la chaleur dans la propagation du son.

M. — Strasbourg.

1819. 26 juill. ENGELHARDT (F.-A.). — Thèse de physique sur le calorique. — Coloration des verres en bleu.

1827. 12 fév. BARROS (M.-J.-F. de). — Programme de Physique. — Dissertation sur la météorologie.

1829. 4 juill. PENOT (J.-H.-A.). — De la manière de déterminer les dimensions d'une cheminée.

1829. 23 juill. KRAMP (Ch.-Th.). — Application de la théorie générale des petites oscillations.

1829. 28 juill. FARGEAUD (A.). — De la formation de la glace dans la nature. — De l'influence du temps sur les actions chimiques et les changements qui peuvent en résulter dans certains fossiles.

1829. 19 nov. QUATREFAGES (J.-F.-L.-A. de). — Théorie d'un coup de canon.

1834. 29 mai. ROTH (Th.). — Considérations sur les états d'agrégation des corps.

1842. 24 fév. KOPP (E.). — Essai sur les causes des variations de l'intensité des courants galvaniques.

1843. 29 nov. PREISSER (F.-J.). — Programme de la thèse de physique sur l'origine de l'électricité dans la pile voltaïque.

1844. 15 fév. ROSSAT (F.-S.). — Essai sur la rosée.

1844. 8 mai. LERAS (J.-P.-N.). — Essai sur le phénomène erratique et sur les conséquences qu'on peut en tirer en faveur de l'hypothèse d'une température inférieure à celle de nos jours.

1850. 7 août. LOIR (A.-J.-J.). — Recherches sur la polarisation rotatoire. — Questions relatives à la polarisation rotatoire.

1864. 31 déc. HUGUENY (F.-L.). — Recherches expérimentales sur la dureté des corps et spécialement sur celle des métaux et des alliages.

N. — **Toulouse.**

1813. 26 juill. BARBEY (C.-M.-P.). — Dissertation sur l'électricité.
1827. 20 août. MANAVIT (A.-C.-T.-A.). — Sur la réfraction.
1832. 31 juill. DEGUIN (N.). — Théorie mathématique des phénomènes électro-dynamiques.
1838. 21 fév. SAWICKI (S.)*. — Sur les pressions des liquides homogènes.
1872. 3 sept. JOULIN (G.-L.). — Recherches sur l'électricité produite dans les actions mécaniques.
1881. 9 juill. BRUNHES (J.-J.-R.). — Recherches expérimentales sur le passage des liquides à travers les substances perméables et les couches filtrantes.
1891. 14 janv. LALA (U.). — Recherches expérimentales sur l'élasticité des mélanges gazeux.
1897. 28 janv. GILBAUT (H.). — Recherches sur la compressibilité des dissolutions.

INDEX ALPHABÉTIQUE

Cadet de Gassicourt (C.-L.), 1812.
Camichel (C.-M.), 1895.
Carvallo (M.-E.), 1890.
Cauro (J.-M.-E.), 1899.
Cazin (A.-A.), 1862.
Chancel (G.-C.), 1848.
Chappuis (L.-P.-C.-J.), 1882.
Charault (L.-R.), 1860.
Chassy (A.), 1890.
Chastaing (P.-L.), 1877.
Chautard (J.-M.-A.), 1852.
Chauvin (A.-T.), 1889.
Chevrier (G.), *Nancy*, 1869.
Cirrode (P.-L.), *Clermont-Ferrand*, 1835.
Cornu (M.-A.), 1867.
Cotton (A.-A.), 1896.
Couette (M.-F.-A.), 1890.
Croullebon (D.-M.), *Dijon*, 1869.
Crova (A.), *Montpellier*, 1862.
Curie (P.), 1895.
Curie (P.-J.), 1888.

Daguin (P.-A.), 1846.
Damien (B.-C.), 1881.
David (A.-C.), 1836.
Davidoglu (A.), 1900.
Decharmes (J.-C.), *Nancy*, 1861.
Décombe (L.-P.), 1898.
Deguin (N.), *Toulouse*, 1832.
Delafosse (G.), 1840.
Delemer (G.-G.-B.), 1895.
Delesse (A.-E.-O.-J.), 1843.
Demerliau (A.-R.), 1898.
Démoly, *Dijon*, 1848.
Desains (F.-E.), 1837.
Desains (Q.-P.), 1848.
Descamps (A.-E.), 1869.
Deschamps (C.-H.-A.), 1872.
Des Cloizeaux (A.-L.-O.), 1857.
Deslandres (H.-A.), 1888.
Despretz (C.-M.), 1832.
Desrosiers (E.-L.-G.), 1831.
Dieu (T.-D.), 1849.
Dongier (R.-R.), 1898.
Doumer (J.-M.-E.), 1892.
Drion (C.-A.), 1859.
Dufet (J.-B.-H.), 1885.
Duhamel (J.-M.-C.), 1834.
Duhem (P.-M.-M.), 1888.
Dumas (J.-B.), 1832.
Dupré (A.-L.-V.), 1840.
Duter (M.-G.-A.), 1876.
Dutirou (D.), 1850.

Elie (B.), *Bordeaux*, 1892.
Engelhardt (F.-A.), *Strasbourg*, 1819.
Estanave (E.-P.), 1900.

Fabry (M.-P.-A.-C.), 1892.
Fargeaud (A.), *Strasbourg*, 1829.
Favre (P.-A.), 1853.
Ferriot, *Besançon*, 1812.
Forthomme (P.-G.-C.), *Nancy*, 1860.
Fortoul (J.-C.), 1859.
Foucault (J.-B.-L.), 1853.
Fourestey (J.-B.), 1840.
Fournet (J.-J.-B.-X.), 1833.
Foussereau (G.-E.-M.), 1885.
Freundler (P.-T.), 1894.
Friedel (C.), 1869.
Fron (C.-E.), 1868.

Galopin-Schaub (C.), 1858.
Galy-Cazala (A.), 1827.
Garbe (O.-A.), 1886.
Gauthier (P.-G.-B.), 1867.
Gérardin (C.-A.), 1865.
Gernez (D.-J.-B.), 1864.
Gilbault (H.), *Toulouse*, 1897.
Godard (L.), 1887.
Gossart (E.-E.-F.), 1890.
Gouillaud (H.-J.), 1854.
Gouré de Villemontée (L.-A.-G.-A.), 1888.
Gouy (L.-G.), 1879.
Grammont (A.-A.-A. de), 1895.
Grassi (G.-A.-C.), 1845.
Gripon (E.), 1864.
Guérin (R.-T.), 1828.
Guillemin (C.-M.), 1860.
Guillet (A.-J.-V.), 1899.
Gutton (A.-M.-C.), 1899.
Guye (P.-H.), 1891.

Hanriot (J.-B.-T.), *Dijon*, 1863.
Hébart (F.-F.), 1882.
Hélier (H.-R.), 1896.
Houdaille (F.-L.-L.), 1896.
Houllevigue (A.-C.-L.), 1895.
Houzeau (J.-A.), *Marseille*, 1874.
Hugueny (F.-L.), *Strasbourg*, 1864.
Hurmuzescu (D.), 1896.
Hurion (L.-A.), 1877.

Imbert (J.-A.-M.), *Marseille*, 1880.

Jamin (J.-C.), 1847.
Janet (P.-A.-M.), 1890.
Jannetaz (P.-M.-E.), 1873.
Janssen (P.-J.-C.), 1860.

Joubert (J.-F.), 1874.
Joubin (P.-J.-M.-J.), 1888.
Joulin (G.-L.), *Toulouse*, 1872.

Kopp (E.), *Strasbourg*, 1842.
Kramp (Ch.-Th.), *Strasbourg*, 1829.
Krouchkoll (M.), 1889.

Lacour (V.-L.-E.), 1895.
Ladrey (C.), 1852.
Lafay (A.-J.-J.), 1898.
Lagarde (C.-J.-H.), 1884.
Lala (U.), *Toulouse*, 1891.
Lallemand (A.-E.-M.), 1852.
Laroque (F.-R.-N.), 1838.
Lavalle (J.), *Dijon*, 1845.
Lavenir (J.-A.-J.), 1894.
Leboucher (J.-A.), 1845.
Le Cadet (G.), *Lyon*, 1845.
Le Cordier (P.), 1870.
Lecornu (L.-F.-A.), 1880.
Lechat (F.-H.), 1880.
Ledeboer (P.-H.), 1886.
Leduc (S.-A.), 1888.
Lefébure de Fourcy (L.-E.), 1811.
Lefèvre (J.-J.), 1893.
Legrand (M.-A.-E.), 1900.
Lenoble (E.-O.), *Bordeaux*, 1900.
Lenthéric (P.), *Montpellier*, 1820.
Leras (J.-P.-N.), *Strasbourg*, 1844.
Le Roux (F.-P.-M.), 1861.
Leroy (C.), *Grenoble*, 1825.
Lévistal (A.), 1866.
Levy (M.), 1867.
Limb (C.-M.-G.), 1895.
Lippmann (J.-F.-G.), 1875.
Lissajous (J.-A.), 1850.
Loir (A.-J.-J.), *Strasbourg*, 1850.

Macé de Lépinay (J.-C.-A.), 1879.
Maltézos (C.-C.), 1894.
Manavit (A.-C.-T.-A.), *Toulouse*, 1827.
Maneuvrier (F.-G.), 1895.
Maquenne (L.-G.-M.), 1880.
Marchis (L.-R.-A.), *Bordeaux*, 1898.
Marié-Davy (T.-H.), *Montpellier*, 1845.
Martin (A.-A.), 1867.
Mascart (E.-E.-N.), 1864.
Massieu (F.-J.-D.), 1861.
Masson (A.-P.), 1839.
Mathias (E.-O.-J.), 1890.
Maumené (E.-J.), 1846.
Maurain (C.-H.), 1898.
Mauro cordatos (N.), 1839.
Merget (A.-E.), 1849.
Meslin (R.-A.), 1890.
Micu-Dédiu, dit Miculescu (C.), 1892.
Molins (L.-F.-H.-X.), 1837.
Monnet (L.-E.), *Bordeaux*, 1897.
Moreau (G.-G.-E.), 1893.
Morel (J.-J.), 1891.
Morisot (J.-A.-F.), 1882.
Morren (F.-A.), 1841.
Mouton (J.-L.), 1876.

Nau (F.-N.), 1897.
Negreano (D.), 1889.
Neyreneuf (V.), 1875.
Nicklès (F.-J.-J.), 1853.

Offret (A.-J.-J.), 1891.

Pasteur (L.), 1847.
Painvin (L.-F.), 1854.
Pauchon (E.), *Besançon*, 1880.
Pellat (J.-S.-H.), 1881.
Pelletier (J.), *Lyon*, 1811.
Pelletier (P.-J.), 1812.
Penot (J.-H.-A.), *Strasbourg*, 1829.
Perot (J.-B.-G.-A.), 1887.
Perreau (F.), 1895.
Perrin (J.-B.), 1897.
Perrot (A.), 1861.
Person (C.-C.), 1832.
Persoz (J.-F.), 1833.
Petit (A.-T.), 1811.
Pierre (J.-L.), 1845.
Pinaud (H.-A.), *Grenoble*, 1833.
Pionchon (J.-E.-N.), 1886.
Poincaré (L.-A.), 1890.
Ponsot (A.), 1896.
Preisser (F.-J.), *Strasbourg*, 1843.

Quatrefages (J.-F.-L.-A.), *Strasbourg*, 1829.
Quesneville (G.-J.), 1879.
Quet (J.-A.), 1839.

Raoult (F.-M.), 1863.
Rayet (G.-A.-P.), 1871.
Raynaud (J.-F.-E.), 1870.
Regnauld (J.-A.), 1855.
Renault (B.), 1867.
Resal (H.-A.), 1855.
Ribière (C.-H.), 1888.
Rigollot (H.), *Lyon*, 1897.
Rivière (C.-A.), 1884.
Robin (V.-G.), 1886.
Robiquet (H.-E.), 1854.
Roche (E.-A.), *Montpellier*, 1844.

Rodrigues de Passot (J.-A.), 1853.
Roger (G.-M.-G.), 1872.
Rossat (F.-S.), *Strasbourg*, 1844.
Roth (Th.), *Strasbourg*, 1834.
Roura (J.), *Montpellier*, 1820.

Sacerdote (E.-P.), 1899.
Sagnac (M.-M.-G.), 1900.
Saint-Evre (F.-V.-A.-E.-G.), 1846.
Sainte-Claire Deville (C.-J.), 1852.
Salet (G.-P.-G.), 1872.
Salvert (M.-A.-F. de), 1874.
Sarrus (F.), *Montpellier*, 1821.
Sauteyron (A.), 1834.
Sawicki (S.), *Toulouse*, 1838.
Schaeuffele (J.-M.-D.), *Besançon*, 1849.
Seguin (J.-M.-F.), 1852.
Sentis (C.-H.), 1897.
Sire (G.-E.), *Besançon*, 1869.
Sonnet (M.-L.-J.-H.), 1840.
Sonrel (M.-J.-B.-L.), 1867.
Sparre (M.-L.-M. de) 1882.
Swyngedauw (R.-A.), 1897.

Terquem (A.), 1859.
Trannin (H.-L.-M.), *Lille*, 1877.
Trouessart (J.-L.), 1854.
Turpain (A.-C.-L.), *Bordeaux*, 1899.
Turquan (L.-V.), 1866.

Vautier, 1888.
Verdet (M.-E.), 1848.
Verron-Vernier (J.-H.), 1824.
Viard (H.-S.), 1850.
Villard (P.-U.), 1896.
Villié (E.-A.), 1865.
Vincent (G.-J.), 1899.
Violle (L.-J.-G.), 1870.

Weiss (P.-E.), 1896.
Wertheim (G.), 1854.
Witz (M.-J.-A.), 1878.
Wolf (C.-J.-E.), 1856.
Wyrouboff (G.), 1886.

Zaremba (S.), 1889.

WOLFGANG GAEDE. — Ueber die Aenderung der specifischen Wärme der Metalle mit der Temperatur (Sur la variation de la chaleur spécifique des métaux avec la température). — *Inaug. Diss. v. Phil. Facultät der Albert Ludwigs Universität in Freiburg i. Br.*

La variation de la chaleur spécifique des métaux avec la température dépendrait, d'après Sohncke (1) : 1° des mouvements intermoléculaires et du travail de désagrégation moléculaire. Ce dernier doit être nul pour les substances monoatomiques et, dans ce cas, la chaleur spécifique devrait plutôt diminuer avec l'augmentation de température. Les recherches de Winkelmann (2), Milthaler (3) et Naccari (4) sur le mercure, et de Schüz (5) sur l'antimoine et le cadmium semblent confirmer cette hypothèse. Mais il faut admettre, pour cela, que les métaux conservent leur monoatomicité, même à l'état solide.

L'auteur s'est proposé de faire de nouvelles déterminations, aussi

(1) *Munsch. Ber.*, 1897.
(2) *Pogg. Ann.*, t. CLIX, p. 152 ; 1876.
(3) *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 897 ; 1889.
(4) *Fortsch. der Phys.*, t. XLIII, p. 416 ; 1887.
(5) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 177 ; 1892.

exactes que possible, dans le but de vérifier si cette hypothèse est admissible. Il emploie les métaux, dont la pureté a été éprouvée, sous forme de cylindres creux, placés à l'intérieur d'un thermostat à régulation électrique. A l'intérieur de ces cylindres, contenant du mercure (garnis d'un vêtement d'acier si on craint la formation d'un amalgame) se place un appareil spécial que l'auteur appelle thermomètre à cuivre. C'est une tige de cuivre sur laquelle on a enroulé deux fils, en les isolant au moyen d'un vernis qui résiste à la température de 200° : l'un de constantan, permettant d'échauffer la masse électriquement ; l'autre de cuivre, dont les variations de résistance donneront les températures. La quantité de chaleur employée dans chaque expérience est déterminée par deux méthodes. Elle est calculée, d'après la loi de Joule, au moyen des résultats de mesures électriques, et par la méthode de Pfaundler, par comparaison avec l'échauffement d'un second calorimètre, recevant le même courant et de valeur en eau connue. Une disposition particulière du pont qui contient le fil de cuivre permet de lire directement les élévations de température en degrés de l'échelle du thermomètre à hydrogène. Les corrections nécessaires en pareil cas, sont étudiées avec soin, et l'auteur admet comme erreur possible d'une expérience calorimétrique la valeur $\pm$ 0.035 0/0, en tenant compte de l'erreur sur la masse absolue ; il admet la détermination des chaleurs spécifiques à 0,1 0/0 près.

Il conclut de six déterminations pour chaque métal entre 17° et 92°, pour les métaux Sb, Pb, Cd, Sn, Zn, Cu, acier, que, d'une façon générale, la chaleur spécifique augmente avec la température, tandis qu'elle diminue au contraire pour le mercure. Si on représente cette variation par une formule linéaire, le second terme est donc positif pour les métaux solides, et négatif pour le mercure. Cette quantité est cependant mieux représentée par une formule parabolique, dont le troisième terme est négatif pour les métaux solides, et positif pour le mercure.

L'hypothèse de Sohncke n'est donc pas vérifiée, même pour l'antimoine et le cadmium, ou, du moins, il n'est pas prouvé que les métaux qui sont monoatomiques à l'état gazeux le soient encore à l'état solide.

C. Ravbau.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. X, n° 4; 1903.

G.-C. SCHMIDT. — Ueber die Emanation des Phosphors (Sur l'émanation du phosphore). — P. 704-730.

La conductibilité apparente que l'air acquiert en présence du phosphore qui s'oxyde lentement résulte d'un phénomène de convection. Ce sont les brouillards formés par les particules solides des acides du phosphore qui constituent le véhicule de l'électricité. Ces particules sont conductrices, tandis que les particules des anhydrides sont isolantes.

Tous les corps qui sont susceptibles d'émettre des particules solides conductrices donnent lieu au même phénomène, tel, par exemple, le sel ammoniac en se volatilisant, le sodium en s'oxydant. Le soufre, dont l'oxydation ne donne naissance à aucun corps solide, ne produit aucun effet de ce genre.

Cette hypothèse permettrait d'expliquer tous les faits observés, ce que ne pourrait faire, suivant l'auteur, la théorie des ions.

M. Lamotte.

M. TŒPLER. — Ueber Funkenlängen und Anfangsspannungen in Luft von Atmosphärendruck (Longueurs d'étincelle et différences de potentiel de décharge initiales dans l'air à la pression ordinaire). — P. 730-748 (1).

En construisant les courbes qui ont pour abscisse le diamètre des électrodes et pour ordonnée la distance explosive, on partage le plan en quatre régions. L'étincelle se produit seulement dans deux de ces régions : dans l'une, quelle que soit l'intensité du courant; dans l'autre, à la condition que l'intensité dépasse une certaine limite.

Ces deux régions sont séparées par une courbe qui correspond aux diamètres de l'anode pour lesquels la différence de potentiel maximum fournie par la source s'établit lentement et reste à peu près constante pendant la durée de l'étincelle.

Si la différence de potentiel maximum ne dure qu'un temps très court, la courbe limite devient concave vers l'arc des abscisses;

1. Cf. Tœpler, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 527; 1902.

c'est ce qui arrive quand on prend comme source un transformateur à haute tension.

Les différences de potentiel initiales entre une électrode sphérique et une autre électrode, plane ou sphérique, dépendent seulement du rapport $\frac{a}{d}$ de la distance a des électrodes au diamètre d de la sphère.

Pour obtenir, avec de faibles débits, les plus grandes longueurs d'étincelle, il faut donner aux électrodes une capacité notable (quelques centaines de centimètres).

M. Lamotte.

K. TANGL. — Ueber die Aenderung der Dielektrizitätskonstante einiger Flüssigkeiten mit der Temperatur (Variation avec la température du pouvoir inducteur de quelques liquides). — P. 748-768.

Le pouvoir inducteur du benzène, du toluène, du xylène entre 20° et 180° est une fonction linéaire décroissante de la température. Pour le sulfure de carbone, la courbe est concave vers l'axe des températures.

Les pouvoirs inducteurs du chloroforme et de l'éther sont affectés beaucoup plus que les précédents par les variations de température. La courbe présente un point d'inflexion (à 130° pour l'éther, à 180° pour le chloroforme) : de convexe vers l'axe des températures, elle devient concave. Aux approches du point critique, le pouvoir inducteur de l'éther décroît rapidement, et la diminution paraît continuer même au delà de la température critique.

La fonction de Clausius-Mossotti $\frac{D-1}{D+2}$ ne reste constante que pour le xylène.

A la température critique, le pouvoir inducteur de l'éther dépasse de beaucoup le carré de l'indice de réfraction calculé par la formule de Cauchy pour les ondes de longueur infinie.

M. Lamotte.

F. HARMS. — Elektrometerkapazitäten und die Verwendung von Elektrometern zur Messung von Elektrizitätsmengen (Capacités des électromètres et emploi des électromètres à la mesure des quantités d'électricité). — P. 816-830.

Il faut distinguer la capacité vraie et la capacité apparente d'un électromètre. Quand tous les autres conducteurs sont reliés au sol,

la première est indépendante de la charge de l'aiguille et de la sensibilité. La deuxième dépend beaucoup de ces deux circonstances.

On peut modifier la sensibilité en changeant ou la suspension ou le potentiel de l'aiguille.

Quand on fait varier le potentiel de l'aiguille, la sensibilité varie différemment, selon qu'il s'agit de mesurer des différences de potentiel ou des quantités d'électricité. C'est qu'en effet le potentiel des quadrants dépend non seulement de la charge qu'on leur communique, mais aussi de la charge de l'aiguille et de la charge induite par cette dernière.

Pour mesurer une quantité d'électricité, on peut employer l'une des méthodes suivantes, une fois qu'on a déterminé la capacité :

1° Porter la charge à mesurer sur l'une des paires de quadrants, et ramener l'aiguille au zéro en portant l'autre paire de quadrants à un potentiel convenable. Les deux paires sont alors au même potentiel ; on le mesure à l'aide d'un voltmètre ;

2° Les quadrants sont maintenus à un potentiel constant : on communique la charge à l'aiguille : la déviation est proportionnelle à cette charge ;

3° L'aiguille reçoit une charge constante, et l'une des paires de quadrants, la charge à mesurer : les déviations ne sont plus proportionnelles aux charges.

La capacité des électromètres à feuille ne dépend guère de la déviation : on la mesure en déterminant le potentiel auquel est porté l'instrument par une charge fournie par un appareil à écoulement et évaluée d'après le nombre de gouttes.

M. Lamotte.

J. ZENNECK. — Fortpflanzung magnetischer Wellen in Eisenzylindern (Propagation des ondes magnétiques dans des cylindres de fer). — P. 845-853 [1].

On peut obtenir une équation différentielle représentant la propagation des ondes magnétiques en suivant la même marche que dans le cas des ondes électriques.

On applique à un élément du circuit magnétique l'équation :

$$\Phi r'_m = M - L_m \frac{d\Phi}{dt},$$

[1] Cf. Zenneck, *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 276.

démontrée seulement pour les circuits fermés ; elle devient :

$$(1)\qquad \Phi r'_m = -\frac{dV_m}{dx} - L_m \frac{d\Phi}{dt}.$$

(Φ désigne le flux d'induction magnétique, r'_m la résistance magnétique, L_m le coefficient d'induction propre magnétique, V_m l'analogue magnétique du potentiel électrique.)

L'analogue de l'équation de continuité s'obtient en exprimant que :

1° Aucune ligne de force magnétique ne commence ni ne se termine dans le cylindre de fer ;

2° Le nombre des lignes de force qui se perdent dans l'air est proportionnel au potentiel V_m au point considéré, ce qui donne la relation :

$$(2)\qquad -\frac{d\Phi}{dx} = C_m V,$$

c_m étant l'analogue de la capacité électrique par unité de longueur.

Des équations (1) et (2) on tire :

$$(3)\qquad C_m L_m \frac{d\Phi}{dt} + C_m r'_m \Phi = \frac{d^2\Phi}{dx^2}.$$

Une onde se propageant dans la direction des x positifs a pour équation :

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\beta x} e^{(\pi n t - \gamma x)},$$

n représente la fréquence, β le coefficient d'affaiblissement par la propagation ; γ est lié à la vitesse v de propagation par la relation :

$$v = \frac{\pi n}{\gamma}.$$

D'après l'équation (3) :

$$\beta^2 - \gamma^2 = C_m r'_m$$
$$2\beta\gamma = C_m \pi n L_m.$$

Cas particulier. — 1° On a : $\pi n L_m = r'_m$. Cette condition est réalisée pour une fréquence, 100 par seconde, avec des cylindres de fer dont le diamètre est au moins de quelques millimètres et dont la perméabilité et la conductibilité ont une valeur moyenne.

La vitesse de propagation et l'absorption sont d'autant plus grandes que la fréquence est plus élevée.

2° $\pi n L_m$ est petit vis-à-vis de r'_m (pour la fréquence de 100, une

perméabilité et une conductibilité moyennes, et un diamètre inférieur à 1 millimètre).

La vitesse de propagation et l'absorption sont à peu près indépendantes de la fréquence : la première dépend surtout des courants de Foucault (L_m), la deuxième des fuites magnétiques (c_m).

3° $\pi n L_m$ est grand vis-à-vis de r'_m : noyau de fer feuilleté, entouré d'un tube mince en métal non magnétique. La vitesse de propagation et l'affaiblissement dépendent de la fréquence, comme dans le premier cas.

Les expériences vérifient ces prévisions, à cela près cependant que, dans le troisième cas, on trouve pour β et γ des valeurs assez différentes, tandis que, d'après la théorie, elles devraient être égales.

M. LAMOTTE.

A. SCHMAUSS. — Magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes in selektiv absorbierenden Medien (Polarisation rotatoire magnétique dans les milieux à absorption sélective). — P. 853-862.

A l'intérieur d'une bande d'absorption, la rotation négative décroît quand l'intensité du champ augmente (vérifié sur l'oxygène liquide).

Le pouvoir rotatoire de l'oxygène augmente pendant le passage de l'état gazeux à l'état liquide plus vite que la densité.

Dans les dissolutions négatives des azotates de néodyme, de praséodyme, d'erbium, les anomalies du pouvoir rotatoire résultant de l'absorption selective sont positives, en convenant d'appeler positive la variation anormale de la rotation dans les substances actives absorbantes positives.

M. LAMOTTE.

A. SCHMIDT. — Werte der erdmagnetischen Elemente zu Potsdam für das Jahr 1901 (Valeurs des éléments du magnétisme terrestre à Potsdam pour l'année 1901). — P. 890-894.

Elément	Valeur moyenne pour 1901	Variation de 1900 à 1901
Déclinaison D	— 9° 52',1 O	+ 4',2
Inclinaison I	+ 66° 30',3 N	— 3',4
Composante horizontale H	0,18861	+ 17 10^{-5}
— Nord X	+ 0,18582	+ 21 —
— Est Y	— 0,03233	+ 19 —
— verticale Z	+ 0,43387	— 79 —
Intensité totale F	0,47309	— 66 —

La formule suivante résume les observations de déclinaison faites depuis 1890 jusqu'à 1901 :

$$D = -10^\circ 17',24 + 5',14(t-1896) - 0',104(t-.896)$$
$$(\pm 0',12) \qquad (\pm 0,02) \qquad (\pm 0',008)$$

Pour l'inclinaison et la composante horizontale :

$$I = 66^\circ 39',25 - 1',47(t-1896) - 0',015(t-1896)^2$$
$$\pm 0',37 \qquad \pm 0',07 \qquad \pm 0',023$$
$$10^5 H = 18733,2 + 23,2(t-1896) + 0,19(t-1896)^2$$
$$\pm 7 \qquad \pm 0,1 \qquad \pm 0,04$$

Des orages magnétiques d'intensité notable ont été enregistrés, les 24 mars, 10 mai, 14 août, 10 septembre et 28 décembre 1901.

M. LAMOTTE.

W. KAUFMANN. — Bemerkungen zu der Arbeit des Hern R. Geigel : Ueber die Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz (Remarques sur le mémoire de M. Geigel : Absorption de l'énergie de gravitation par une substance radioactive) (1). — P. 894-896.

L'auteur a répété les expériences de M. Geigel d'après lesquelles le radium perdrait progressivement une petite partie de son poids ; les différences entre les pesées ne dépassent pas l'ordre de grandeur des erreurs d'observation.

M. LAMOTTE.

KARL LANGENBACH. — Ueber Intensitätsverteilung in Linienspektren. (Distribution de l'intensité dans les spectres de lignes). — P. 789-815.

L'auteur a comparé au photomètre l'intensité des raies de l'hydrogène, du lithium et de l'hélium, obtenues au moyen de tubes de Geissler excités par une bobine dont il faisait varier le courant primaire, à celle des radiations de même longueur d'onde émises par une source constante ; l'énergie de cette source avait été mesurée dans toute l'étendue du spectre par Pflüger, au cours de ses recherches sur la sensibilité de l'œil (2). Les mesures, qu'il faut considérer, de l'auteur, comme purement qualitatives, ont mis hors de

(1) R. GEIGEL, *Drude's Ann. d. Physik*, t. X, p. 429 ; 1903.
(2) P. 93 de ce vol.

doute un déplacement du maximum d'énergie vers les faibles longueurs d'onde quand la température s'élève, comme cela a été constaté pour les spectres des solides. Des recherches sur l'influence d'une self-induction, d'une coupure plus ou moins longue et d'une capacité en dérivation sur le circuit secondaire ont semblé indiquer que la self-induction et la coupure abaissent la température de la décharge dans le tube, mais laissent subsister la loi du déplacement ; l'étude de l'influence de la capacité n'a pas donné de résultats nets. A signaler la construction du tube à lithium ; on n'a pu obtenir de spectre du métal qu'avec des tubes petits et larges, à électrodes de platine coiffées de petits fragments de lithium.

P. LUGOL.

K. OLSZEWSKI. — Apparate zur Verflüssigung von Luft und Wasserstoff (Appareils pour la liquéfaction de l'air et de l'hydrogène). — P. 768-783.

On emploie actuellement dans les laboratoires deux sortes d'appareils pour la liquéfaction de l'air : l'appareil de Linde et celui d'Hampson. Selon l'auteur, l'appareil de Linde est d'un emploi délicat et sa mise au point présente des difficultés qui l'ont fait abandonner; de plus, la liquéfaction ne commence dans les meilleures conditions que deux où trois heures après le début des expériences. Il n'en est pas de même de l'appareil d'Hampson, dans lequel on obtient de l'air liquide dix minutes environ après le commencement de l'expérience ; avec un appareil de 6 chevaux, on obtient ainsi environ 1 litre d'air liquide par heure ; enfin cet appareil est d'un maniement plus facile et plus sûr que celui de Linde.

M. Olszewski lui donne la préférence et décrit une machine dérivée de celle d'Hampson qu'il a fait installer dans son laboratoire de l'Université de Cracovie.

L. MARCHIS.

A. BRANDT. — Ueber die Beziehung zwischen der Formel von J. Stefan für den Kohäsionsdruck einer Flüssigkeit und der Zustandsgleichung von van der Waals (Sur la relation qui existe entre la formule de J. Stefan pour la pression de cohésion d'un liquide et l'équation d'équilibre de van der Waals). — P. 783-789.

Considérons un liquide en équilibre en présence de sa vapeur ; et désignons par M_2 un point situé dans l'intérieur du liquide et par M_1

un point situé dans l'intérieur de la vapeur. Si P_2 et P_1 désignent en chacun de ces points la somme des pressions extérieures et des pressions capillaires, le travail nécessaire pour faire passer l'unité de masse du point M_2 au point M_1 est donné par la formule :

$$\int_{P1}^{P_2} v dP = C \log \frac{P_2}{P_1} + P_2 v_2 - P_1 v_1,$$

dans laquelle C est une constante, v_1 et v_2 les volumes spécifiques de la vapeur saturée et du liquide.

Si, d'autre part, on appelle p_0 la pression extérieure, le travail qui est équivalent à la chaleur interne de vaporisation a pour expression :

$$B = (P_2 - p_0) v_2.$$

Stefan pose :

$$2B = C \log \frac{P_2}{P_1} + P_1 v_2 - P_1 v_1.$$

L'auteur part de l'équation de van der Waals :

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT,$$

et démontre que l'on a :

$$2B = RT \log \frac{v_1 - b}{v_2 - b} + \frac{a}{v_2} - \frac{a}{v_1} - p_0 (v_1 - v_2).$$

Il pose :

$$RT = C, \qquad p_0 + \frac{a}{v_1^2} = P_1, \qquad p_0 + \frac{a}{v_1^2} = P_2,$$

et retrouve l'équation de Stefan, qui se trouve avoir ainsi, selon lui, une origine rationnelle.

L. MARCHIS.

J. GIESEN. — Einige Versuche mit der Salvionischen Mikrowage (Quelques recherches faites avec la microbalance de Salvioni). — P. 830-845.

La balance de Salvioni, décrite dans ce mémoire, repose sur le principe suivant.

Un barreau solidement encastré à l'une de ses extrémités est chargé à son autre extrémité ; il fléchit alors d'une certaine quantité qu'on appelle la *flèche de flexion;* la longueur de cette flèche est :

1° Pour un barreau déterminé, proportionnelle au poids considéré;

2° Pour différents barreaux, proportionnelle au cube de la largeur; et, si la section est circulaire, inversement proportionnelle à la quatrième puissance du rayon.

Avec cette balance l'auteur a effectué diverses recherches qui sont les suivantes :

I. *Détermination du poids spécifique des gaz.* — Pour cette étude, la balance présente l'avantage de n'occuper qu'un petit espace, dont on peut facilement maintenir constante la température; d'autre part, la balance est assez sensible pour permettre de n'employer qu'une petite quantité de gaz.

II. *Condensation de la vapeur d'eau à la surface de corps solides.* — Pour cette recherche, la grande sensibilité de la balance entre surtout en ligne de compte.

III. *Absorption des gaz.* — Pour cette étude, la sensibilité de la balance n'entrait pas seulement en ligne de compte; par la rapidité des pesées, la balance permettait encore de suivre la marche de l'absorption avec le temps. L. MARCHIS.

F. RICHARZ. — Temperaturdifferenzen in künstlich erzeugten auf und absteigenden Luftströmen nach Messungen von Hrn. S. Löwenherz (Différences de températures dans les courants d'air ascendants et descendants d'après les mesures de M. S. Löwenherz). — P. 863-879.

Sir W. Thomson a le premier indiqué que, dans une atmosphère calme où les courants d'air ascendants et descendants se pénètrent les uns les autres, un état d'équilibre indifférent doit se produire à un moment donné de la manière suivante : Par suite de la diminution de pression adiabatique, un courant d'air ascendant se refroidit jusqu'à ce qu'il trouve dans les régions élevées des parties à la même température que lui et inversement. C'est à cet état d'équilibre de l'air que sir W. Thomson donne le nom d'*équilibre de convection.*

On peut étudier les conditions dans lesquelles se produit cet équilibre en partant des lois de la thermodynamique. Si on admet que la diminution de pression ($-dp$) est donnée en fonction de la variation de hauteur (dx) par la formule

$$-dp = \mu g dx$$

(μ, densité du gaz; g, intensité de la pesanteur).

On trouve, en exprimant que cette diminution de pression produit une modification adiabatique, que la variation de température ($d\vartheta$) avec la hauteur (dx) est donnée par la formule

$$\frac{d\vartheta}{dx} = -\frac{g}{J \, . \, C_p}$$

(C_p, chaleur spécifique à pression constante ; J, équivalent mécanique).

Cette formule montre immédiatement que, en différents lieux de la surface de la terre, $\frac{d\vartheta}{dx}$ varie comme g ; les variations sont donc plus grandes au pôle qu'à l'équateur.

Dans nos régions, la valeur de $\frac{d\vartheta}{dx}$ est d'environ 0°,0099, c'est-à-dire que, par mètre et suivant la verticale, la température s'abaisse de 0°,0099.

Or cette conséquence de la théorie a reçu de l'expérience deux vérifications obtenues soit dans des ascensions en ballon (voyage de *la Véga*, 3 octobre 1898), soit dans l'observation du *Fœhn*. On sait que, dans ce phénomène, il se produit un fort courant d'air sec descendant. Cette sécheresse de l'air et la vitesse du courant font que l'on peut considérer comme adiabatiques les transformations qui se produisent et que l'on peut appliquer la théorie précédente. Or, sur le versant nord des Alpes, Hann a trouvé que, dans un Fœhn descendant, il se produisait un accroissement de température de 0,0092 — 0,0097° C. par mètre ; il est vrai que, sur le versant sud, il a trouvé pour un Fœhn ascendant un abaissement de la température de 0°,004 — 0°,005 par mètre.

M. S. Löwenherz a étudié expérimentalement au moyen d'un bolomètre les différences de températures entre la partie supérieure et inférieure d'un courant circulant le long d'une colonne verticale ayant les dimensions du laboratoire. Il a ainsi trouvé des variations atteignant 0°,3 à 0°,4 par mètre pour une vitesse du courant d'air vertical de 6 mètres par seconde. L. MARCHIS.

R. v. SAHMEN et G. TAMMANN. — Ueber das Auffinden von Umwandhungspunkten mit einem selbstregistrierenden Dilatographen (Sur la détermination des points de transformation au moyen de dilatographes enregistreurs). — P. 879-890.

Description d'un appareil enregistreur. L. MARCHIS.

T. XI, n° 5; 1903.

A. EICHENWALD. — Ueber die magnetischen Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde (Effets magnétiques des corps en mouvement dans un champ électrostatique). — P. 1-31.

Ces expériences sur les effets magnétiques de la convection électrique sont effectuées par la méthode de Rowland. L'action des causes perturbatrices est d'un ordre de grandeur égal ou supérieur à celui de l'effet cherché. Les résultats ne justifient donc aucune conclusion ferme.

Un disque de micanite porte une armature annulaire en clinquant. Le disque reçoit un mouvement rapide de rotation, pendant que l'armature est chargée à un potentiel assez élevé.

Un équipage astatique est disposé près du bord du disque. On compare les déviations éprouvées par cet équipage quand l'armature est chargée et quand elle est traversée par un courant de conduction d'intensité connue.

D'après l'auteur, les déviations observées correspondent, en grandeur et sens, à celles que prévoit la théorie. Les charges sont liées à la matière, et, quand on déplace les armatures d'un condensateur, les deux charges de signe contraire se déplacent indépendamment l'une de l'autre.

M. Lamotte.

W. SCHMIDT. — Bestimmung der Dielecktricitätskonstanten von Kristallen mit elektrischen Wellen (Détermination des constantes diélectriques des corps cristallisés au moyen des ondes électriques). — P. 114-127.

Réduit en poudre fine, un corps cristallisé se comporte comme un corps homogène isotrope, dont le pouvoir inducteur ε_m est égal à la moyenne arithmétique des pouvoirs inducteurs principaux du cristal :

$$\varepsilon_m = \frac{1}{3}(\varepsilon_a + \varepsilon_b + \varepsilon_c).$$

Si le cristal est uniaxe :

$$\varepsilon_m = \frac{1}{3}(\varepsilon_a + 2\varepsilon_c),$$

ε_a étant le pouvoir inducteur suivant la direction de l'axe, ε_c suivant la direction perpendiculaire.

Cette relation permet de calculer l'un des pouvoirs inducteurs principaux quand les autres sont connus.

Le tableau ci-dessous donne, pour quelques corps simples, les valeurs de ε et de n_∞^2, n_∞ étant l'indice de réfraction calculé par la formule de Helmholtz pour une longueur d'onde infinie :

	ε	n_∞^2
Soufre	3,59	3,59
	3,83	3,89
	4,62	4,60
Diamant	5,50	5,66
Phosphore blanc	3,60	4,22
Sélénium vitreux	6,60	6,02
Iode	4,00	?

De même que les verres à base de plomb possèdent un indice de réfraction élevé, de même les minéraux renfermant du plomb possèdent un grand pouvoir inducteur. La présence du thallium a la même influence.

Tandis que le rutile et la brookite (oxydes de titane naturels) ont un très grand pouvoir inducteur, celui des oxydes artificiels est relativement petit.

Le pouvoir inducteur est à peine altéré par les impuretés (en petite quantité), mais presque toujours ces impuretés font apparaître l'absorption électrique.

M. LAMOTTE.

K. MEY. — Ueber das Kathodengefälle der Alkalimetalle (Chute de potentiel au voisinage des cathodes en métal alcalin). — P. 127-146.

La chute de potentiel au voisinage de la cathode est plus faible lorsque la cathode est en métal alcalin que pour tout autre métal. Cette remarque s'applique aux amalgames de potassium et de sodium et aux alliages formés de ces deux métaux, aussi bien dans l'azote et l'hydrogène que dans l'hélium. C'est dans ce dernier gaz que la chute de potentiel est le plus faible (80 volts environ), sans doute à cause de son inertie chimique.

Dans l'azote, la surface des amalgames et des alliages se ternit, par suite de la formation d'une mince couche d'azoture. Cette alté-

ration de la surface entraîne une augmentation de la chute de potentiel, qui disparaît quand on a revivifié la surface en renversant le courant.

La chute de potentiel à l'anode est relativement grande dans l'hélium ; cette observation est d'accord avec l'hypothèse de Skinner, d'après laquelle les métaux ayant une chute cathodique faible doivent avoir une chute anodique plus grande.

M. LAMOTTE.

E. RASCH. — Gasentladungen an elektrolytischen Glühkörpern (Décharges dans les gaz à la surface des conducteurs de seconde classe incandescents). — P. 202-207.

Les conducteurs de seconde classe portés à l'incandescence peuvent entretenir des arcs électriques ou des décharges dans les gaz à la pression ordinaire sous une force électromotrice très faible, 40 volts par exemple.

On peut obtenir ainsi des arcs d'un très grand rendement lumineux entre des électrodes d'oxyde de thorium, de magnésie, de zircone, d'yttria maintenues à l'incandescence, ou aussi entre électrodes formées par des électrolytes liquides.

A la surface d'un conducteur incandescent, on obtient avec moins de 200 volts des étincelles très brillantes. Le conducteur exerce donc sur le gaz ambiant une action ionisante très énergique.

MM. Blau et Rasch ont proposé de munir de semblables électrodes un four électrique pour y produire des réactions entre gaz.

M. LAMOTTE.

V. GABRITSCHEWSKI et A. BATSCHINSKI. — Die sprechende Flamme (Flamme parlante). — P. 223.

La flamme d'un bec Bunsen, en communication métallique avec l'un des pôles d'une bobine d'induction, reproduit le son de l'interrupteur.

Deux flammes isolées sont reliées par deux conducteurs courts aux deux pôles d'une bobine d'induction. Dans le circuit primaire sont insérés une pile et un microphone pour courants intenses (4 ampères). A 30 mètres de distance, les flammes répètent fidèle-

ment le sifflet, le chant, la parole, pourvu toutefois que les variations de potentiel aient une amplitude suffisante.

M. LAMOTTE.

A. WASSMUTH. — Apparate zum Bestimmen der Temperaturänderungen beim Dehnen oder Tordieren von Drähten (Appareils employés à la détermination des variations de température qui se produisent dans la traction ou la tension des fils). — P. 146-161.

On sait que la traction brusque d'un fil métallique a pour effet de le refroidir; ce fil, au contraire, s'échauffe quand, à cette traction, succède une contraction du fil. Des expériences ayant pour but de vérifier les formules déduites par Thomson de la thermodynamique ont été entreprises après Joule par Edlund [1], Haga [2] et Wassmuth [3].

Celui-ci s'est préoccupé d'obtenir une grande précision en disposant le long du fil étiré un certain nombre de couples thermo-électriques, qui permettent d'avoir aussi exactement que possible la température moyenne du fil.

Il montre que sa méthode est assez délicate pour mettre en évidence l'influence de l'aimantation des fils sur les variations de température. Par exemple, il obtient avec un même fil les élévations de température suivantes :

Fil non aimanté....................	0,1126° C.
Fil aimanté dans un sens............	0,1148
Fil aimanté en sens inverse..........	0,1170

L'auteur décrit un appareil du professeur A. Naumann qui permet d'étudier ces variations de température produites par la traction.

Il compare les résultats fournis par cet appareil avec ceux qui résultent de la formule de Thomson et trouve des différences attribuables aux erreurs d'expériences.

La tension produit des effets analogues à la traction. L'auteur décrit un appareil de A. Naumann qui permet l'étude des variations de température qui se produisent dans ces conditions.

L. MARCHIS.

(1) EDLUND, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 539; 1865.
(2) HAGA, *Wied. Ann.*, t. XV, p. 1 ; 1882 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. I, p. 425.
(3) WASSMUTH, *Sitz. d. K. Ak. d. Wiss. zu Wien*, t. XCVII, p. 52; 1888.

A. EINSTEIN. — Eine Theorie der Grundlagen der Thermodynamik (Théorie des fondements de la Thermodynamique). — P. 170-188.

G. ANGENHEISTER. — Beiträge zur Kenntnis von der Elastizität der Metalle (Contribution à l'étude de l'élasticité des métaux). — P. 188-202.

L'auteur se propose d'étudier les questions suivantes :

1° Relation entre l'élasticité et les variations de densité qui, à une même température, résultent de certaines modifications non réversibles, imposées aux métaux;

2° Étant donné un alliage formé de deux métaux A et B, dans lequel la quantité du métal B varie de 40 à 100, quelle influence cette variation de la composition de l'alliage exerce-t-elle sur les constantes d'élasticité?

3° Clemens Schæerf a trouvé que le module d'élasticité E et le module de torsion F varient d'une manière linéaire entre la température ordinaire et la température d'ébullition de l'air liquide. Admettant que cette relation linéaire est vraie jusqu'aux températures les plus élevées, il a calculé la température à laquelle le module d'élasticité

$$\left[\mu = \frac{\text{Diminution de la section}}{\text{Augmentation de longueur}} = \frac{E}{2F} - 1\right]$$

est réduit à la moitié de sa valeur, et il a trouvé que cette température était voisine de la température de fusion du solide. Un tel résultat se vérifie-t-il avec les alliages?

Voici quelles sont les conclusions du mémoire :

L'auteur a opéré : 1° sur deux barreaux de nickel de composition

[24,1 0/0 Ni — 0,359 0/0 C — 0,41 0/0 Mn]
[24,04 0/0 Ni — 0,343 0/0 C — 0,506 0/0 Mn]

2° Sur des fils de 150 millimètres de longueur et de $0^{mm},29$ de diamètre formés de cuivre, d'argent et de quatre alliages de cuivre-argent, dont les compositions sont :

	Ag	Cu
I......	1	0,01
II......	1	0,1
III......	1	1
IV......	1	10

3° Sur les alliages de Rose et de Wood.

I. Une augmentation permanente de la densité obtenue par des transformations non réversibles augmente la rigidité (l'auteur désigne le module de tension sous le nom de module de rigidité; et diminue le volume élastique $K = \frac{E}{3(1-2\mu)}$, μ ayant la signification indiquée plus haut.

L'abaissement de température agit dans le même sens.

II. Pour les alliages d'argent et de cuivre (abstraction faite du premier qui contient la plus petite quantité de cuivre), la rigidité croît avec la teneur. Le volume élastique croît jusqu'à l'alliage qui possède le point de fusion le moins élevé (1 d'argent pour 1 de cuivre), passe par un maximum, puis diminue jusqu'à devenir égal au volume élastique du cuivre pur.

III. La proposition de Clemens Schæfer que nous avons rappelée plus haut ne se vérifie approximativement que pour le cuivre; pour l'argent et les alliages de cuivre et d'argent, la température à laquelle μ devient égal à la moitié de sa valeur est très inférieure au point de fusion. La loi de Schæfer semble se vérifier pour les alliages de Wood et de Rose. D'ailleurs, en général, μ ne peut être représenté jusqu'au point de fusion par une fonction linéaire de la température.

L. MARCHIS.

G. BAKKER. — Gravitation und Kapillarität (Gravitation et Capillarité).

Mémoire théorique.

L. MARCHIS.

P. HERMESDORF. — Ueber Messungen im Bandenspektrum des Stickstoffs (Mesures dans le spectre de bandes de l'azote). — Dissert. inaug. de Bonn. p. 161-169.

Les mesures portent sur le deuxième groupe de Deslandres, compris entre 500 et 300 $\mu\mu$. Elles ont été faites par comparaison avec le spectre du fer dans l'arc, photographié sur la même plaque, au moyen d'un réseau concave de 110 000 traits et $6^m,5$ de rayon. Sur le bord de chaque bande, et toujours du côté du rouge, apparaissent trois raies intenses suivies d'une masse de raies très serrées, résolubles même par les plus forts réseaux, puis par des triplets de

plus en plus étroits. La bande paraît donc comprendre au moins trois séries de lignes.

La comparaison des mesures avec les lois de Deslandres [1] montre que ces dernières sont suffisamment approchées pour que l'on puisse les employer à suivre les séries par extrapolation au delà des extrémités des bandes, mais dans un court intervalle.

P. Lugol.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. V; mars et avril 1903.

I. — Mémoires relatifs a l'ionisation et a la radioactivité.

J.-J. THOMSON. — On the Charge of Electricity carried by a Gaseous Ion (Sur la charge électrique transportée par un ion gazeux). — P. 346-355; mars 1903.

Harold-A. WILSON. — A determination of the Charge of the Ions produced in Air by Röntgen Rays (Détermination de la charge des ions produits dans l'air par les rayons de Röntgen). — P. 429-441; avril 1903.

Les auteurs ont repris le problème de la mesure de la charge d'un ion par la méthode de condensation due à C.-T. Wilson; ils sont arrivés à un résultat intéressant en ce qu'il diffère de celui qu'on avait admis jusqu'ici.

La charge électrique d'un ion est sensiblement la moitié de la valeur admise jusqu'ici, soit $3,4 . 10^{-10}$ *unités électrostatiques C. G. S. au lieu de* $7 . 10^{-10}$ [2].

On en déduira naturellement que le nombre de molécules d'hydrogène au centimètre cube dans les conditions normales est double du nombre admis, soit environ $4 . 10^{19}$.

J.-J. Thomson a indiqué où était la cause d'erreur. Quand la

---

(1) 1° Pour une même série, $\frac{1}{\lambda} = Bn^2 + C$, où C désigne la fréquence au bord, et n le numéro de la raie.

2° Les séries dans l'intérieur d'une même bande sont identiques, c'est-à-dire que C seul diffère de l'une à l'autre.

3° Les fréquences des bords peuvent être ordonnées de manière à constituer une suite de séries identiques, ayant même structure que les séries de lignes.

(2) J.-J. Thomson, *J. de Phys.*, 3e série, VIII, 228; 1899; — Wilson, 3e série, IX, 292, 304. — Langevin, *Recherches sur les gaz ionisés*, p. 26.

détente, même poussée assez loin pour provoquer la condensation sur les ions positifs, n'est pas assez brusque, il ne se dépose pas de gouttelettes sur ces ions positifs : seuls, les ions négatifs sont des centres de condensation ; et la vapeur ultérieurement condensée vient se déposer sur les gouttes déjà existantes, et non sur les ions positifs. Pour une détente brusque, mesurée par un rapport croissant au delà de 1,35, le nombre de gouttes formées n'augmente plus. Ce nombre diminue si le rapport qui mesure la détente (1) baisse audessous de 1,27 ; entre 1,27 et 1,29, il ne varie pas ; entre 1,29 et 1,33, il double. Voici quelques résultats d'expériences, où l'action croissante est maintenue très constante. On a eu recours à un fragment de radium à distance déterminée.

Degré de détente	Nombre de gouttes au centimètre cube
1,346	$6{,}6 . 10^4$
1,33	6,7
1,31	4,8
1,29	3,6
1,27	3,6
1,257	2,9

La constance du nombre de gouttes entre les degrés de détente 1,27 et 1,29 pourrait faire croire qu'on a des gouttes sur tous les ions, tandis qu'il n'y en a que sur les ionsnégatifs, et, si on détend à partir de là trop lentement, le nombre des gouttes n'augmente pas ; seulement les gouttes grossissent. En prenant ainsi les ions négatifs pour *tous* les ions, on se trompe du simple au double : c'est ce qu'on paraît avoir fait jusqu'ici.

M. H.-A. Wilson arrive à la même conclusion, après avoir simplifié la méthode de mesure de la charge e. Une fois la condensation produite, il étudie la vitesse de chute du nuage, d'abord sous l'action de son poids tout seul, puis sous l'action d'un champ électrique X agissant dans le même sens que la pesanteur. On a évidemment, les notations se comprenant d'elles-mêmes :

$$\frac{mg}{mg + eX} = \frac{v_1}{v_2},$$

m est donné par la connaissance de la vitesse de chute ; d'où l'on a immédiatement e par une méthode très élégante, sans l'intervention

(1) Ce nombre est le rapport du volume final offert à l'air humide au volume initial, pris pour unité.

d'un électromètre. Les champs employés sont, en général, de 20000 volts pour un demi-centimètre.

Indiquons qu'en certains cas l'auteur a trouvé pour *e* des valeurs assez exactement doubles ou triples de la valeur normale : ce qui semble marquer qu'en certains cas il y a 2 ou 3 ions réunis dans une seule goutte.

Pour la valeur normale de la charge, on a environ $3 . 10^{-10}$ E. S.

J.-S. TOWNSEND. — The Conductivity produced in Gases by the Aid of Ultraviolet Light (Conductibilité produite dans les gaz par la lumière ultra-violette). — T. III, p. 557-576; juin 1902; et t. V, p. 387-398; avril 1903.

La conclusion de ce mémoire est la suivante : les ions négatifs que libère l'action de la lumière ultra-violette tombant sur le zinc, provoquent à leur tour dans le gaz qui est au contact du métal la formation de nouveaux ions doués des mêmes propriétés (ayant même charge).

On éclaire un condensateur plan, l'un de zinc, l'autre de quartz argenté, par la lumière d'une lampe à arc qui, à travers l'argenture légère, vient tomber sur le zinc. Le condensateur est à l'intérieur d'un récipient où l'on peut introduire un gaz quelconque (hydrogène, air, acide carbonique, acide chlorhydrique, vapeur d'eau), dont on peut faire varier la pression à volonté. Entre les deux plateaux, on maintient un champ électrique de quelques centaines de volts par centimètre : on fait varier leurs distances de 1 millimètre à 5 millimètres; mais, au cours d'une même série de mesures, *on dispose de la pile de charge de manière à maintenir le champ électrique constant.* Le plateau de zinc du condensateur, d'abord au sol, est relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est maintenue constamment au sol. La conductibilité du gaz interposé entre les plateaux, quand on fait agir la lumière de l'arc, est mesurée par le déplacement de l'aiguille de l'électromètre dans un temps donné, 10 secondes par exemple.

On trouve ainsi que la conductibilité du gaz, à pression constante *et à champ électrique constant*, augmente avec la distance des plateaux. A une distance suffisamment grande, elle augmente au point de donner lieu à d'autres phénomènes, tels qu'une décharge disruptive : on sait d'ailleurs qu'en l'absence de lumière ultra-violette, pour un micromètre donné, le *champ explosif* (qu'il ne faut pas confondre

avec le *potentiel explosif*) diminue assez vite quand la distance des pôles augmente, et qu'à champ constant l'étincelle éclate plus aisément à grande distance qu'à petite distance.

Dans le cas actuel, si l'on avait constamment le même nombre d'ions, on aurait une même conductibilité pour le même champ, quelle que fût la distance d des plateaux, 1 millimètre, 3 millimètres, 5 millimètres. Si les ions arrachés au zinc ionisent le gaz, il y aura au contraire plus d'ions pour une plus grande distance, et par suite une conductibilité plus grande.

Voici quelques tableaux où l'on donne, pour diverses valeurs du champ électrique X (en volts par centimètre) : 1° les valeurs des conductibilités n_1, n_3, n_5 (en divisions arbitraires de l'échelle de l'électromètre parcourues en dix secondes), correspondant à des distances des plateaux respectivement égales à 1 millimètre, 3 millimètres, 5 millimètres; 2° les rapports R de n_3 à n_1 et de n_5 à n_3.

Air à la pression de 6 millimètres.

Champs	n_1	n_3	n_5	R	
350	16,9	19,2	22,2	1,14	1,14
525	20,7	37,5	69	1,81	1,84
700	28,2	97,5	645	3,47	3,53
		HCl ; *Pression* 0^{mm},595.			
350	29	117	495	4,04	4,24

La constance du rapport R, quand on compare des couples de déviations correspondant toujours à la même variation de distance, montre que les *conductibilités croissent en progression géométrique quand les épaisseurs de gaz croissent en progression arithmétique*. On peut écrire :

$$n = n_0 e^{\alpha d},$$

n_0 étant le nombre d'ions libéré à partir du plateau de zinc, et d la distance des plateaux. On obtient immédiatement cette formule en admettant que les ions du zinc, arrivant dans le gaz, libèrent un nombre constant d'ions gazeux par centimètre cube, et que ces ions agissent comme les ions du zinc eux-mêmes.

Tel est le résultat capital que l'expérience confirme, quel que soit le gaz employé. Seul, le nombre α d'ions gazeux libérés par un ion de zinc varie avec la nature du gaz, comme il varie d'ailleurs avec le champ et avec la pression. L'auteur déduit des valeurs numé-

riques trouvées pour α des indications sur la distance R entre un ion négatif et le centre d'une molécule à l'instant d'une collision, et, de la comparaison de R avec le rayon S de la sphère d'action d'une molécule, il conclut qu'il peut arriver qu'un ion négatif traverse la sphère d'action d'une molécule sans produire de nouveaux ions.

J.-C. Mc LENNAN. — **Induced Radioactivity excited in Air at the Foot of Waterfalls (Radioactivité induite excitée dans l'air au pied des chutes d'eau).** — T. V, p. 419-428.

Un jet d'eau qui vient se briser contre des rochers communique à l'air où se répand la poussière liquide une électrisation négative, l'eau gardant une charge positive. L'auteur a vérifié le fait dans des expériences de laboratoire, et observé que des impuretés dissoutes dans l'eau affaiblissent l'effet en question, et peuvent en changer le sens ; il a obtenu notamment ce changement de sens avec une solution de chlorure de sodium.

Il s'est demandé ce que deviendrait le phénomène observé par Elster et Geitel, et étudié par J.-J. Thomson [1] et par Rutherford [2], à savoir : la radioactivité provoquée dans l'air par un fil métallique préalablement exposé à l'air libre en même temps que maintenu à un haut potentiel négatif, si l'on faisait cette exposition à l'air libre d'un fil négatif isolé au pied d'une chute d'*eau*. Il a pu opérer aux cataractes du Niagara.

Il a trouvé : 1° que le fil de cuivre des expériences de Rutherford (Voir ce vol., p. 225) n'avait pas besoin de recevoir une charge négative d'une machine électrique : il se charge spontanément à un potentiel négatif de 5000 à 7500 volts, s'il est exposé à la poussière liquide de la chute d'eau ; 2° que, par contre, ce fil ne provoque pas, après coup, la radioactivité, ou du moins la provoque beaucoup moins qu'un fil exposé à l'air libre à la manière ordinaire, à l'Université de Toronto.

L'auteur a recherché s'il existe une relation entre l'état radioactif de l'atmosphère et le temps qu'il fait. Il a noté, en particulier, qu'après une chute de neige la radioactivité de l'air est toujours diminuée dans une forte proportion ; elle est réduite à la moitié ou au tiers.

---

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 70.
(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 225.

E. RUTHERFORD et F. SODDY. — The Radioactivity of Uranium (Radioactivité de l'uranium). — P. 441-445. — A Comparative Study of the Radioactivity of Radium and Thorium (Etude comparée de la radioactivité du radium et du thorium). — P. 445-457.

E. RUTHERFORD. — Some Remarks on Radioactivity (Remarques sur la radioactivité). — P. 481-485.

La radioactivité de l'uranium se maintient constante par un équilibre entre deux actions inverses : le décroissement de l'activité avec le temps et la production continue d'une matière active fraîche. A cet égard, l'uranium présente les phénomènes que les auteurs ont observés sur le thorium (1), mais avec un plus grand degré de simplicité, car l'uranium n'a ni émanation ni radioactivité provoquée.

On a simplement l'uranium proprement dit, et l'uranium X, qui reste précipité et n'est pas redissous par un excès de réactif quand on précipite un sel d'uranium par le carbonate d'ammoniaque. L'uranium, privé de ce corps nouveau, continue à émettre des rayons α aisément absorbés, non déviables par le champ magnétique (2) ; l'uranium X n'émet que des rayons β, pénétrants, agissant sur la plaque photographique, et déviables.

L'uranium, abandonné à lui-même, recouvre progressivement la propriété d'émettre des rayons β ; il reprend son activité initiale au bout de 160 jours environ ; l'uranium X, dans le même temps, a perdu son activité. Les deux courbes sont des courbes de fonctions exponentielles, très régulières.

Le radium donne des résultats analogues, mais compliqués par la présence de l'émanation, et se rapprochant plus étroitement de ceux qu'on a obtenus avec le thorium (p. 74).

Répondant à des critiques de M. Becquerel et de M. Curie, M. Rutherford indique quelles raisons il a de croire que l'*émanation du thorium* est bien un gaz inerte, analogue aux gaz de la famille de l'argon : il a pu *condenser* l'émanation mêlée à l'air, à l'oxygène ou à l'hydrogène, dans un serpentin plongé dans l'air liquide ; et le gaz qui se dégageait, ayant résisté à la liquéfaction, avait perdu toute activité. En réchauffant le liquide obtenu (il suffit de retirer le ser-

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 74, § 2.

(2) En réalité, ces rayons, formés d'ions positifs, très gros, sont déviés dans un champ magnétique intense (*J. de Phys.*, ce vol., p. 263, § 4).

pentin de l'air liquide), on voit l'émanation reparaître dans le gaz qui se dégage, à partir d'une température bien définie.

B. BRUNHES.

II. — MÉMOIRES DIVERS.

LORD RAYLEIGH. — On the free Vibrations of Systems affected with Smal Rotatory Terms (Sur les vibrations libres de systèmes affectés de petits termes de rotation). — P. 293-297.

Voici le point de départ de l'auteur : Avec un choix convenable de coordonnées, les expressions des énergies cinétique et potentielle d'un système peuvent s'écrire :

$$T = \frac{1}{2} a_1 \Phi_1'^2 + \frac{1}{2} a_2 \Phi_2'^2 + \dots$$
$$V = \frac{1}{2} c_1 \Phi_1^2 + \frac{1}{2} c_2 \Phi_2^2 + \dots$$

S'il n'y a pas dissipation, les équations de libre vibration sont :

$$a_1\Phi_1'' + c_1\Phi_1 + \beta_{12}\Phi_2' + \beta_{13}\Phi_3' + \dots = 0$$
$$a_2\Phi_2'' + c_2\Phi_2 + \beta_{21}\Phi_1' + \beta_{23}\Phi_3' + \dots = 0$$

où $\beta_{rs} = -\beta_{sr}$. On suppose que ces quantités β sont *petites*. On suppose que tout le mouvement est proportionnel à $e^{i\sigma t}$. Quelles que soient les valeurs de β, les σ sont réels et les fréquences sont $\frac{\sigma}{2\pi}$.

E. PERREAU.

LORD RAYLEIGH. — On the Vibrations of a Rectangular Sheet of Rotating Liquid (Sur les vibrations d'une pellicule rectangulaire d'un liquide tournant). — P. 297-301.

Dans ce mémoire, lord Rayleigh applique les principes établis dans le mémoire ci-dessus.

E. PERREAU.

W. W. TAYLOR. — A Suggested Theory of the Aluminium Anode (Théorie de l'anode d'aluminium). — P. 301-313.

On sait qu'une plaque d'aluminium employée comme anode dans une dissolution d'acide sulfurique ou de sulfate se recouvre d'une

couche d'alumine et s'oppose alors au passage du courant. On connaît les applications de ce fait : emploi d'une dissolution d'acide sulfurique et d'une plaque d'aluminium comme condensateur, utilisation de cet appareil comme soupape électrolytique transformant un courant alternatif en courant continu.

M. Taylor a cherché la cause de ce phénomène. Il a d'abord étudié ce fait que certaines substances, comme l'acide chlorhydrique, les chlorures, ajoutées à la solution d'acide sulfurique, rendent de nouveau la plaque conductrice, et, suivant lui, tous ces faits s'expliqueraient alors en admettant que la plaque d'alumine qui recouvre l'anode d'aluminium est poreuse pour certains ions, imperméable pour d'autres.

Pour vérifier cette hypothèse, il a fait par la méthode de Walden une pellicule d'alumine. A l'extrémité d'un tube de verre, on forme une pellicule de gélatine contenant du chromate d'ammoniaque. On l'expose à la lumière du jour et on la lave pour enlever toute matière soluble. Le tube est alors placé dans une dissolution d'un sel d'aluminium et on verse à l'intérieur une dissolution ammoniacale. On forme ainsi une pellicule d'alumine dans la gélatine. On ajoute alors à la dissolution ammoniacale différents sels et de temps en temps on analyse la solution extérieure. On constate qu'en effet certaines substances passent à travers la pellicule plus rapidement que d'autres : le sulfate de potassium très lentement, l'acétate de sodium lentement, le chlorure, le bromure, l'azotate, le chlorate, le sulfocyanure de potassium rapidement et inégalement.

M. Taylor a également reproduit les phénomènes observés avec une plaque d'aluminium au moyen d'une pellicule d'alumine. Pour cela, on a un voltamètre (vase en verre) contenant une solution de sulfate d'aluminium. A l'intérieur, on a placé un vase poreux contenant une solution ammoniacale. Il se forme dans la paroi poreuse un dépôt d'alumine. Deux plaques de platine servent d'électrodes. Si la plaque qui plonge dans le sulfate d'alumine est anode, le courant ne passe pas ; si elle est cathode, il passe. L'addition des chlorures favorise le passage du courant. La mesure de la résistance d'une pellicule d'alumine plongée dans des solutions différentes n'a pas donné de résultats nets. On a aussi essayé si la présence de ces ions qui favorisent le passage du courant favorisait aussi l'attaque de l'aluminium par l'acide sulfurique. Pour cela, on mesurait l'hydrogène dégagé au bout d'un certain temps : on constata au bout d'un

certain temps que la présence du chlorure de potassium en particulier rendait la réaction beaucoup plus rapide. Alors que 60 centimètres cubes d'acide sulfurique donnaient 50 centimètres cubes d'hydrogène au bout de 180 minutes, si on leur ajoutait 2 centimètres cubes de chlorure de potassium, il donnait la même quantité de gaz au bout de 2 minutes.

E. PERREAU.

A. CAMPBELL. — On Loaded Lines in Telephonic Transmission (Transmission téléphonique sur une ligne chargée de bobines de self-induction). — P. 313-331.

Pour un fil linéaire de cuivre, de résistance R, de self-inductance L, de capacité C données, l'impédance, la vitesse de propagation d'une onde, l'amortissement sont approximativement :

$$a = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}; \qquad v = \frac{1}{\sqrt{CL}}; \; k = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Pour la ligne en question, ces formules s'appliquent encore avec des facteurs. La détermination de ces facteurs est le but de cette note.

Dans un travail expérimental qui fait suite à cette étude mathématique, l'auteur a comparé la transmission téléphonique par une ligne simple à la transmission possédant des bobines de self-induction régulièrement distribuées, et détermine ainsi à quelle longueur de ligne simple pouvait être évaluée la seconde ligne chargée de self.

E. PERREAU.

ARTHUR SCHUSTER. — On the Spectrum of an Irregular Disturbance (Sur le spectre d'une perturbation irrégulière). — P. 344-346.

M. Schuster constate avec lord Rayleigh que l'énergie d'une perturbation arbitraire est proportionnelle à dk ou à k^2dk, suivant que l'on considère la courbe des vitesses ou la courbe des déplacements (k est la fréquence).

M. Schuster examine ensuite cette hypothèse : les rayons X seraient dus à des impulsions et non à des oscillations régulières de courte période. Suivant lui, les deux hypothèses ne diffèrent que par ceci :

dans la première, on suppose des ondes longues aussi bien que des courtes. Les ondes moyennes sont absorbées par le verre du tube, la feuille d'aluminium ou de papier noir qu'on leur fait traverser, et il ne reste plus pour impressionner la plaque fluorescente ou la plaque photographique que des ondes courtes ou de très longues, bien entendu si l'on suppose des ondes transversales. L'absence d'interférence n'est pas en opposition avec la théorie ondulatoire, car les interférences peuvent disparaître, si la source ne possède pas une régularité suffisante.

E. Perreau.

WADSWORTH. — On the Effect of Absorption on the Resolving Power of Prism Trains, and on Methods of Mechanically Compensating this Effect (Effet de l'absorption sur le pouvoir résolvant d'un ensemble de prismes et méthodes de compensation mécanique de cet effet). — P. 355-374.

Dans le spectroscope à prismes, on suppose habituellement l'illumination uniforme sur le front de l'onde passant à travers l'ensemble des prismes, la température et l'indice de réfraction les mêmes partout. Les résultats obtenus montrent qu'il en est ainsi presque toujours. Cependant il y a des cas où cela peut ne pas exister.

L'intensité de l'image d'un point du plan focal d'un télescope est :

$$I^2 = \left[\iint \frac{i}{\lambda\rho} \sin 2\pi\,(at - \rho)\, dxdy\right]^2.$$

i, amplitude sur l'élément $dxdy$; ρ, distance de cet élément au point p du plan focal où l'on veut connaître l'intensité.

Supposons que i est constant, que l'onde tombant sur l'ouverture diffringente est sphérique, c'est-à-dire que $x^2 + y^2 + z^2 = f^2$, que la lumière est monochromatique. L'intensité est alors :

$$I^2 = \frac{1}{\lambda^2 f^2}\left[\iint \sin\left(\frac{2\pi\xi}{\lambda f} + \frac{2\pi n}{\lambda f}\right) dxdy\right]^2$$
$$\frac{1}{\lambda^2 f^2}\left[\iint \cos\left(\frac{2\pi\xi}{\lambda f} + \frac{2\pi n}{\lambda f}\right) dxdy\right]^2$$

Supposons maintenant que i ne soit pas constant. Dans un spectroscope à prismes, le faisceau est rectangulaire ; on peut écrire, en

choisissant convenablement les axes ox et oy respectivement perpendiculaire et parallèle à l'arête du prisme :

$$i = i_0 e^{-Bx}.$$

On obtient alors :

$$I_\xi^2 = i_0^2 \frac{d^2}{\lambda^2 f^2 (k^2 + B^2)} [e^{-2Bb_1} + e^{2Bb_2} - 2 \cos k (b_1 + b_2) e^{-B(b_1 + b_2)}],$$

où

$$k = \frac{2\pi\xi}{\lambda f}.$$

Pour B = o, on a l'expression connue $I^2 = \frac{b^2 d^2}{\lambda^2 f^2} \frac{\sin \frac{\pi\xi b}{\lambda f}}{\left(\frac{\pi\xi b}{\lambda f}\right)^2}$.

Pour B très grand, on a sensiblement :

$$I_\xi^2 = i_0^2 \frac{b^2 d^2}{\lambda^2 f^2} \frac{e^{Bb}}{(Bb)^2 + 4\left(\frac{\pi\xi b}{\lambda f}\right)^2}.$$

Une table donne les diverses valeurs de I pour les diverses valeurs de Bb ; l'intensité $i_2^0 \frac{b^2 d^2}{\lambda^2 f^2}$ au centre de l'image de diffraction a été choisie égale à 1 dans chaque cas.

La table montre qu'une absorption croissante modifie la courbe $I^2 = f(\alpha)$, où $\alpha = \frac{\xi}{f}$, 1° en affaiblissant les maximums et les minimums; 2° en accroissant la largeur apparente de l'image.

Voyons l'effet de ce changement : *a*) sur le pouvoir résolvant de l'instrument; *b*) sur l'apparence visuelle ou photographique des lignes spectrales.

a) Nous disons que deux lignes d'égale intensité sont séparées quand l'intensité au centre de leurs images de diffraction superposées est égale à 0,81 de l'intensité au centre de chaque image. Cela nous donne le pouvoir séparateur connu :

$$\sigma_0 = \alpha_0 = \frac{\lambda}{b}.$$

Dans le cas actuel, il sera donné par l'équation $\frac{2I^2_{\frac{\sigma}{2}}}{I_0^2 + I_\sigma^2} = 0,81$.

On obtient ainsi une courbe qui donne σ pour diverses valeurs

de Bb et qui est sensiblement représentée par

$$\sigma = \alpha_0 \left\{ 1 + 0{,}0253\,(Bb)^2 \right\}.$$

Il en résulte que, pour de faibles valeurs de Bb, σ est égal à α_0, mais que, pour de grandes valeurs de Bb, le pouvoir séparateur est très réduit.

Cette remarque a une grande importance pour la détermination du pouvoir séparateur des spectroscopes à prismes.

Dans ce cas, si β est le coefficient d'absorption du verre, on a :

$$B = \beta N \frac{\sin\frac{\Phi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\frac{\Phi}{2}}},$$

où N est le nombre de prismes, et Φ, l'angle réfringent.

On a fait les calculs pour un spectroscope de Bruce, de l'Observatoire de Yerkes ($\Phi = 65^\circ\,35'$; $N = 3$; $b = 5{,}1$ cm ; $n = 1{,}653$ pour $\lambda = 550^{\mu\mu}$). On voit que si, pour les radiations visibles, le pouvoir séparateur a sensiblement la valeur théorique, pour les raies H et K il est réduit de plus de 90 0/0 par l'absorption.

On déduit de là : il n'y a pas intérêt à augmenter le pouvoir séparateur théorique, car on augmente l'absorption en même temps. Il y a une certaine valeur *optimum* qu'on peut déterminer.

En particulier, on voit, et l'expérience confirme, qu'il peut être avantageux de remplacer des prismes en flint lourd par des prismes de flint léger ayant, il est vrai, une dispersion moindre, mais ayant aussi une absorption beaucoup plus faible.

b) La largeur apparente de la ligne lumineuse est agrandie. La distribution de l'intensité $I^2 = f(\alpha)$ ne donne, en effet, plus de minimums.

Si on limite la largeur au point où l'intensité est les $\frac{4}{100}$ de l'intensité au centre, on aura pour la largeur des valeurs variant de $2\alpha_0$ à $13{,}5\alpha_0$ pour des valeurs de Bb variant de 0 à 7,83.

On peut essayer de corriger cet effet d'absorption en diaphragmant l'ouverture de l'ensemble des prismes. Si, en effet, la largeur du diaphragme en chaque point est $\frac{1}{y}$, y étant l'ordonnée de la courbe

$y = ae^{-Bx}$, on retrouve pour la distribution de la lumière la même formule que dans le cas où il n'y a pas d'absorption avec diaphragme rectangulaire. L'intensité est seulement réduite dans le rapport $\frac{a^2}{d^2}$. Le calcul montre que cette réduction est considérable et que ce moyen, par suite, ne peut convenir que dans le cas d'une source de grand éclat.

De cette étude, M. Wadsworth tire cette conclusion que, pour avoir des instruments de grand pouvoir séparateur, il vaut mieux chercher à perfectionner les réseaux, à les obtenir en particulier d'une plus grande largeur.

E. PERREAU.

H.-S. CARSLAW. — The Use of Contour Integration in the Problem of Diffraction by a Wedge of any Angle (Sur l'emploi de l'intégration suivant un contour dans le problème de la diffraction par un coin d'angle quelconque). — P. 374-379.

Le coin est formé par deux plans faisant entre eux l'angle α. Soit la force électrique parallèle à l'arête. Ce problème de la diffraction revient à la solution de l'équation différentielle

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k^2 u = 0,$$

avec la condition que u soit nul pour $\theta = 0$ et $\theta = \alpha$ et qu'il devienne infini comme $\log\left(\frac{1}{R}\right)$ quand $R = 0$ au point (r', θ').

Si l'espace était indéfini, la solution serait :

$$u = U_0(kR)\ R^2 = r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta'),$$

U_n () étant la fonction de Bessel de seconde espèce donnée par

$$U_n(z) = \frac{\pi}{2 \sin n\pi}\left[I_{-n}(z) - e^{-in\pi} I_n(z)\right].$$

La méthode exposée dans la note consiste à obtenir une intégrale suivant un contour pour l'expression $U_0(kR)$ et à lui ajouter des termes qui n'introduisent pas de singularités, mais font que les conditions aux limites sont satisfaites.

E. PERREAU.

C.-A. CHANT. — The Variation of Potential along a Wire transmitting Electric Waves (La variation de potentiel le long d'un fil propageant des ondes électriques). — P. 331-344.

L'auteur se propose d'étudier la variation de potentiel le long d'un fil de longueur variable propageant les ondes électriques émanées de divers oscillateurs. Ces oscillateurs, entretenus par une bobine pouvant donner 12cm,5 d'étincelle, sont constitués: 1° par deux cylindres de 2cm,5 de diamètre et 12cm,5 de longueur; 2° par des couples de sphères de 10 centimètres et de 30 centimètres de diamètre; 3° par deux tiges aux extrémités arrondies de 6 millimètres de diamètre et 12 centimètres de longueur chacune; 4° enfin par divers excitateurs de Hertz à plaques carrées dont le côté varie de 10 centimètres à 50 centimètres.

L'appareil d'observation consiste en un détecteur magnétique constitué par un faisceau de vingt petits barreaux de fer de 0cm,014 de diamètre et 1 centimètre de longueur isolés les uns des autres par de la paraffine et entourés de 90 spires de fil fin isolé. Le tout est placé à l'extrémité d'un tube de verre et amené au voisinage du conducteur propageant les ondes. Le détecteur est étudié au magnétomètre après avoir été soumis à l'influence des ondes, suivant un procédé indiqué dans un précédent mémoire. — Afin que le détecteur subisse dans chaque expérience successive, de la part des oscillations électriques, des influences comparables, le courant qui traverse la bobine d'induction est envoyé pendant un laps de temps déterminé par les oscillations (cinq en général) d'un pendule d'horloge. Pendant ce laps de temps, il se produit 60 interruptions du courant primaire de la bobine.

Le conducteur servant à propager les ondes est un fil métallique, de 0mm,7 de diamètre et dont la longueur varie de 1 mètre à 8m,60. — L'extrémité voisine de l'oscillateur est terminée par une boule de 6 millimètres de diamètre, qui vient s'appuyer contre l'un des conducteurs formant l'oscillateur et dont elle n'est séparée que par une lame de mica de 0mm,15 d'épaisseur.

Les résultats des mesures peuvent être groupés en deux séries, suivant qu'ils se rapportent aux deux oscillateurs autres que l'excitateur de Hertz ou bien à cet excitateur.

On observe dans la première série une suite de maximums et

minimums successifs correspondant à des longueurs d'onde de 80 centimètres (oscillateur cylindrique, oscillateur linéaire), de 123 centimètres (oscillateur sphérique). Pour ce dernier oscillateur, le rapport entre la valeur de λ et le diamètre des sphères est de 3,85 pour les sphères de 10 centimètres de diamètre et de 4,1 pour les sphères de 30 centimètres de diamètre. La valeur théorique de ce rapport donné par J.-J. Thomson est 3,6.

Les excitateurs de Hertz étudiés étaient à plaques carrées de 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 et 50 centimètres de côté. Pour les quatre premières (10 centimètres à 25 centimètres), la longueur d'onde est constante pour une même longueur des fils de concentration des ondes, mais elle varie lorsque la longueur de ce fil varie. Dans ce cas, l'oscillateur n'impose pas sa période aux fils de concentration. — Pour les trois excitateurs de Hertz (35, 40 et 50 centimètres de côté), la position des minimums dépend seulement des dimensions de l'oscillateur et est indépendante de la longueur des fils de concentration. La conclusion qu'on en peut déduire est que, dans ce dernier cas, la distance du dernier minimum à l'extrémité du fil représente le quart de la longueur d'onde du système oscillant.

Pour l'oscillateur de

35 centimètres,	$\frac{\lambda}{4} = 132^{cm},7$
40 —	$\frac{\lambda}{4} = 147\ ,1$
50 —	$\frac{\lambda}{4} = 171\ ,5$

L'auteur rapproche ses résultats des déductions théoriques de M. H. Poincaré, d'après lesquelles il y a proportionnalité entre la longueur d'onde d'un excitateur de Hertz et ses dimensions linéaires, et il croit pouvoir en déduire que la présence du fil de concentration dans ses expériences accroît la valeur de $\frac{\lambda}{4}$ de 44 centimètres.

A. TURPAIN.

S. W. J. SMITH. — A Portable Capillary Electrometer (Électromètre capillaire transportable). — P. 398-405.

Il se compose de deux tubes A, B de 1 centimètre de diamètre, réunis en leur milieu par un tube capillaire *c* de 1 millimètre de dia-

mètre. L'ensemble a la forme d'un H. En outre, les deux tubes A et B sont fermés par le haut et réunis par un tube. On peut ou laisser l'air ou faire le vide avant de fermer. Aux deux extrémités inférieures des tubes A et B sont soudés des fils de platine P_1 et P_2, reliés à la clef habituelle. Les tubes A et B contiennent du mercure et de l'eau acidulée par l'acide sulfurique de manière que la surface de séparation se trouve dans le tube capillaire *c*. On observe les déplacements du ménisque au moyen d'un microscope. Au lieu de la clef habituelle, M. Smith se sert d'une clef formée d'un tube en V, fermée à une extrémité et communiquant par l'autre avec une poire en caoutchouc. On peut ainsi donner à une colonne de mercure qui se trouve dans le tube en V des déplacements qui établissent les contacts à la manière de la clef ordinaire. Sur le même principe il a construit aussi un commutateur. Il peut, avec un microscope grossissant 100 fois, apprécier des déplacements du ménisque correspondant à 0,0001 volt.

E. PERREAU.

MEYER WILDERMANN. — On the Connection between Freezing-points, Boiling-points and Solubilities (Relation entre les points de congélation, les points d'ébullition et les solubilités). — P. 405-419.

Entre la concentration C d'une dissolution, la chaleur de dissolution q qui est une fonction de la température $q = q_0 + \alpha T$, on établit la relation :

$$\frac{d \log_n C}{dT} = \frac{q_0 + \alpha T}{2T^2} \text{ pour les non-électrolytes;}$$
$$\frac{d \log_n C}{dT} = \frac{q_0 + \alpha T}{2iT^2} \text{ pour les électrolytes.}$$

On peut en déduire la courbe qui donne la solubilité en fonction de la température : De la forme de l'équation, on déduit d'abord que cette courbe doit passer par un maximum et avoir deux points d'inflexion de part et d'autre et devenir asymptotique à OT.

Traçons la courbe α, qui donne le point de congélation en fonction de C (cette température diminue quand C augmente), et la courbe β, qui donne le point d'ébullition en fonction de C (cette température augmente quand C augmente). On trouve facilement la température correspondant à la solution saturée sur l'une et l'autre courbe. On

a ainsi deux points de la courbe de solubilité. Ils donnent le point de congélation et le point d'ébullition de la solution saturée.

Des tables sont données pour l'acide borique et pour le chlorate de potasse indiquant, pour chaque température, la solubilité, le point de congélation pour diverses concentrations, le point d'ébullition. Une autre table donne la chaleur de dissolution. On peut ainsi trouver la relation entre la concentration définie par la courbe du point de congélation, prise à une température quelconque T'', la concentration définie par la courbe de solubilité à une température quelconque T, la chaleur de dissolution q supposée constante, et la température T_1 pour laquelle la courbe de solubilité et la courbe du point de congélation se coupent, la concentration à la température T_1 restant inconnue :

$$\log \frac{C_{sol.}}{C_{pt.\ de\ cong.}} = \frac{-q}{2 \times 2{,}3026} \left(\frac{1}{T_{sol.}} - \frac{1}{T_{,}}\right) - \log \frac{T_0 - T''}{T_0 - T_{,}}$$

pour les non-électrolytes

$$\log \frac{C_{sol.}}{C_{pt.\ de\ cong.}} = \frac{-q}{i \times 2 \times 2{,}3026} \left(\frac{1}{T_{sol.}} - \frac{1}{T_{,}}\right) - \log \frac{(T_0 - T'')\, i_{,}}{(T_0 - T_{,})\, i_{''}}$$

D'où l'on voit ensuite, en appliquant les lois des dissolutions, que, pour les non-électrolytes, la température $T_{,}$, la chaleur de dissolution q suffisent pour calculer la courbe de solubilité tout entière. En transformant encore les relations, on peut obtenir la relation entre la solubilité à une température quelconque T, le point d'ébullition à une température quelconque T'', la chaleur de dissolution q et la température $T_{''}$ à laquelle se coupent la courbe de solubilité et la courbe du point d'ébullition, la concentration en $T_{''}$ restant inconnue, et aussi la relation entre toutes les constantes : chaleur de dissolution q, chaleur latente de fusion λ, chaleur latente de vaporisation λ, point de congélation T_0, point d'ébullition T'_0 du dissolvant pur, le point de congélation $T_{,}$, point d'ébullition $T_{''}$ de la solution saturée d'une substance donnée en présence d'un excès de substance dissoute à l'état solide (ou liquide).

E. Perreau.

L.-R. WILBERFORCE. — Note on an Elementary Treatment of Conducting Networks (Sur une solution élémentaire du problème d'un réseau de conducteurs). — P. 489-490.

Ce problème peut être traité sans recourir aux propriétés des déterminants.

Soient A, B, C, D, les sommets d'un réseau; R_{AB}, R_{AC}, ..., les résistances des conducteurs; E_{AB}, E_{AC}, ..., les forces électromotrices intercalées; I_{AB}, I_{AC}, ..., les intensités des courants internes; V_A, V_B, ..., les potentiels aux sommets, et Q_A, Q_B, ..., les courants qui arrivent de l'extérieur aux points A, B, C, D.

Les conditions de continuité et la loi d'Ohm fournissent deux séries d'équations, telles que

$$Q_A = I_{AB} + I_{AC} + \dots \qquad (1)$$
$$R_{AB}I_{AB} = V_A - V_B + E_{AB} \qquad (2)$$

Dans un autre système de distribution, on aura des équations identiques, où l'on emploiera des lettres accentuées, multipliant alors chaque équation de la série (2) par l'intensité dans le second système I'_{AB}, I'_{AC}, ..., ajoutant, et tenant compte de ce que : $I_{MN} = - I_{NM}$, on obtient :

$$\Sigma R_{AB}I_{AB}I'_{AB} = \Sigma V_A Q'_A + \Sigma E_{AB}I'_{AB}.$$

Inversement, on a aussi :

$$\Sigma R_{AB}I_{AB}I'_{AB} = \Sigma V'_A Q_A + \Sigma E'_{AB}I_{AB}.$$

D'où l'équation générale :

$$\Sigma V_A Q'_A + \Sigma E_{AB}I'_{AB} = \Sigma V'_A Q_A + \Sigma E'_{AB}I_{AB}.$$

On en déduit les relations réciproques.

1° Si toutes les quantités Q et Q' sont nulles, ainsi que les E et E', sauf E_{AB} et E'_{CD}, que l'on prend égales, on a $I_{CD} = I'_{AB}$, et, si I_{CD} est nul, I'_{AB} l'est aussi (conducteurs conjugués);

2° Si toutes les quantités E et E' sont nulles, ainsi que les Q et Q', sauf Q_A qu'on prend égale à Q'_C et Q_B à Q'_D, on a $V_E - V_D = V'_A - V'_B$.

H. Buisson.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. XXIX; 1899.

HANS JAHN. — Ueber die galvanische Polarisation in den Lösungen der Alkalisulfate (Polarisation galvanique dans les solutions des sulfates alcalins). — P. 77-89.

Dans un mémoire antérieur (1), Jahn a montré que la polarisation dans les acides dilués est une fonction logarithmique de l'intensité du courant; il applique la même méthode calorimétrique à l'étude de la polarisation dans les sulfates alcalins à 0° et à 40°.

La polarisation p est encore représentée par une fonction logarithmique de l'intensité i et l'on a $p = \varphi + \gamma \log i$, en sorte que pour les sels alcalins pas plus que pour les acides, ni vraisemblablement pour les alcalis, on ne peut parler simplement d'une polarisation. Ce résultat est conforme aux considérations tirées de la thermodynamique.

SYDNEY YOUNG. — Die thermischen Eigenschaften des Isopentans (Propriétés thermiques de l'isopentane). — P. 193-242.

Mémoire d'ensemble sur les propriétés physiques de l'isopentane (2): tensions de vapeur p de — 31°,8 à 187°,8; poids spécifique à l'état de liquide, de vapeur saturée ou non saturée; volume, pression et température critiques; isobares, isothermes et isochores. Comme pour les corps étudiés par M. Amagat, le coefficient $\frac{dp}{dt}$ n'est qu'approximativement constant et augmente avec la température.

R. ABBEGG et W. SEITZ. — Dielektrizitätskonstanten und Aggregatzustandsänderungen von Alkoholen bis zu tiefsten Temperaturen (Constantes diélectriques et changements d'états des alcools jusqu'aux plus basses températures). — P. 242-249. — Das dielektrische Verhalten einer krystallinischen Flussigkeit (Propriétés diélectriques d'un liquide cristallin). — P. 491-494.

Abbegg a montré (3) que, pour une série de liquides, la constante

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 236; 1900.

(2) Une partie de ce mémoire a été analysée dans le *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 440; 1897.

(3) *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 159; 1897; — t. VIII, p. 545, 790; 1899.

diélectrique D varie avec la température suivant une relation exponentielle $D = ce^{-\frac{T}{190}}$, c étant une constante. Les auteurs entreprennent une série de mesures plus précises et plus étendues avec l'appareil de Nernst (1), entre + 16° et — 126°. Les différences entre les valeurs trouvées et les valeurs calculées sont assez petites pour confirmer la validité de la formule précédente. Le passage des alcools de l'état liquide à l'état de solide vitreux produit un saut brusque de la constante diélectrique, comme dans le cas des liquides se solidifiant à l'état cristallin; la constante tombe à une valeur voisine de 2,5. L'état vitreux et l'état cristallin ne semblent donc pas essentiellement différents au point de vue diélectrique.

Certains corps passent de l'état liquide à l'état solide cristallisé en prenant un état intermédiaire de liquide trouble, laiteux. La mesure de la constante diélectrique (pour le *p*-azoxyanisol) indique une continuité parfaite entre les deux états liquides et, au contraire, une discontinuité au moment de la solidification. Le liquide trouble n'est donc pas le résultat d'une séparation de substance solide.

W. STARCK. — Neue Beiträge zur Kenntniss der Ionen verdünnter Schwefelsäure (Nouvelles contributions à la détermination des ions de l'acide sulfurique dilué). — P. 385-401.

Les électrolytes qui sont dissociés en deux ions monovalents obéissent à la loi de Kohlrausch : les vitesses de transport des ions sont indépendantes; les électrolytes donnant des ions plurivalents, tels que l'acide sulfurique et ses sels, ne semblent pas y obéir. Helmholtz émit l'hypothèse qu'il se produit une dissociation partielle en ions plus complexes; par exemple, H^2SO^4 donnerait d'abord, en solution peu diluée, $\bar{H}$ et $H\overset{+}{S}O^4$; deux ions HSO^4 s'unissant à l'anode donneraient, d'après Richarz, une molécule d'acide persulfurique $H^2S^2O^8$.

L'auteur vérifie que, conformément à cette façon de voir, il y a parallélisme entre les changements de concentration aux électrodes, résultant des transports d'ions SO^4, et les quantités d'acide persulfurique formé.

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. V, p. 411 ; 1896.

WEDELL-WEDELLSBORG. — Antwort an Herrn Anton-Scheye (Réponse à M. Anton-Scheye). — P. 494-498.

Observations sur la théorie de Maxwell. — 1° Contrairement à cette théorie, un courant stationnaire ne crée pas autour de lui de champ électrostatique; quelque faible que soit ce champ, il pourrait être mis en évidence en superposant tel nombre que l'on voudrait de champs électriques, car les champs électrostatiques doivent se superposer tout comme les champs magnétiques;

2° Il est impossible de transformer l'expression de l'énergie électrique pour mettre en évidence sa relation avec le courant.

Dans le cas d'un courant stationnaire, par exemple, il serait nécessaire de connaître la relation entre la constante diélectrique, la température et la résistance;

3° L'hypothèse que la lumière consiste en ondes électromagnétiques appartient à Faraday et non à Maxwell;

4° Les expériences de Lodge, Zehnder, Michelson et Morley, Henderson et Henry prouvent suffisamment que l'on ne peut plus avoir recours, dans la théorie de l'aberration, à l'hypothèse que l'éther est entraîné par la matière. Au contraire, toutes ces expériences sont expliquées par la théorie de Faraday d'après laquelle chaque corps entraîne seulement son propre éther, c'est-à-dire son propre champ de force.

Orme MASSON. — Ueber Ionengeschwindigkeiten (Sur les vitesses de transport des ions). — P. 501-527.

Trois méthodes permettent de déterminer les vitesses de transport des ions (ou plutôt leurs rapports): 1° la méthode indirecte de Hittorf, basée sur les variations de concentration aux électrodes; 2° la mesure des conductibilités liées, d'après la théorie de Kohlrausch, aux vitesses de transport; 3° la méthode directe de Lodge et de Wetham, où l'on observe, dans des solutions gélatineuses, la marche visible d'ions colorés par eux-mêmes ou donnant lieu à des réactions colorées.

L'auteur fait l'historique des trois méthodes; il décrit ensuite les expériences qu'il a faites avec la méthode de Lodge transformée pour éliminer plusieurs sources d'erreur. Le sel constitué par les ions à étudier est dissous dans une solution gélatineuse et placé dans

un tube horizontal divisé; les deux extrémités de ce tube sont mastiquées dans les tubulures de deux flacons contenant, l'un une solution de sulfate de cuivre et une lame de cuivre reliée au pôle positif d'une batterie, l'autre une solution de bichromate de potasse et une lame de platine reliée au pôle négatif. — Lorsque le courant passe, il se forme un sel de cuivre bleu dans l'une des parties du tube, un chromate jaune dans l'autre partie : on voit les limites des colorations progresser l'une vers l'autre. Le rapport des longueurs des parties bleue et jaune reste constant et permet de calculer le rapport des vitesses de transport des deux ions du sel incorporé à la gélatine. Les nombres obtenus avec les sels

KCl, AzH^4Cl, $NaCl$, $LiCl$, K^2SO^4, Na^2SO^4, Li^2SO^4, $MgSO^4$

concordent bien avec les valeurs de Hittorf et avec les valeurs calculées d'après l'intensité du courant.

OSCAR KNOBLAUCH. — Ueber die Zerstreuung elektrostatischer Ladungen durc Belichtung (Sur la destruction des charges électrostatiques par illumination). — P. 527-546.

La méthode d'observation d'Elster et Geitel[1] a été appliquée à quelques composés minéraux (sulfures, oxydes et chlorures) et surtout à un grand nombre de composés organiques, en particulier de matières colorantes. Parmi les substances capables de détruire les charges statiques par éclairement, se trouvent une série de corps sensibles à la lumière ; cependant, le pouvoir destructeur photoélectrique et la décomposition photochimique ne marchent pas tout à fait parallèlement l'un à l'autre. Il est probable que dans la plupart des cas la destruction photoélectrique est due à l'oxydation du corps éclairé par l'oxygène de l'air. Le corps éclairé chargé négativement est oxydé par des ions oxygène chargés positivement ; de là, mise en liberté d'ions O chargés négativement qui s'éloignent du corps éclairé et se portent sur l'électrode positive de l'électromètre en diminuant sa charge.

H. EULER. — Dissociationsgleichgewicht starker Elektrolyte (Équilibre de dissociation des électrolytes forts). — P. 603-613.

D'après la loi de Guldberg et Waage appliquée à la dissociation d'un électrolyte binaire en deux ions, le rapport $\frac{c_1^2}{c_2}$ doit être constant à

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 357, 1892 ; t. IX, p. 666, 1900.

toute dilution (c_1, concentration de chaque ion; c_2, concentration des molécules non dissociées). D'autre part, d'après la théorie de Kohlrausch, le rapport de la conductibilité de la dissolution (1 molécule dans v litres) à la conductibilité d'une solution infinimen tdiluée: $a = \frac{\mu_v}{\mu_\infty}$, représente le degré de dissociation, c'est-à-dire la fraction de l'électrolyte dissociée en ses ions; $\frac{a}{v}$ doit être la concentration des ions, $\frac{1-a}{v}$ la concentration de la partie non dissociée. En rapprochant ces deux théories, on en déduit la loi d'Oswald $\frac{\mu_v^2}{v(\mu_\infty - \mu_v)} = C^{te}$ à toute dilution.

Or, on sait que cette loi se vérifie pour les sels, pour quelques acides et quelques bases, mais se trouve complètement en défaut pour les acides et les bases forts ou très faibles. L'une ou l'autre des deux lois se trouve donc inapplicable à ces électrolytes. Arrhénius pense que la loi de Guldberg et Waage n'est pas applicable à l'équilibre entre ions et molécules neutres, mais on tend le plus souvent aujourd'hui à admettre que le rapport des conductibilités ne donne pas directement la concentration des ions.

Jahn a fait remarquer que la formule de Kohlrausch suppose les vitesses de transport des ions indépendantes de la concentration, hypothèse qui ne peut être acceptée pour des solutions où les ions sont très nombreux, comme dans le cas des électrolytes fortement dissociés. L'auteur discute les causes qui peuvent faire varier les vitesses de transport des ions et conclut à l'insuffisance de cette explication. En remplaçant les concentrations par les pressions osmotiques dans la loi de Guldberg et Waage, on n'aboutit pas davantage à des résultats satisfaisants. Il est probable que cette loi n'est pas applicable et que la force dissociante du dissolvant varie avec la concentration du sel. J. GUINCHANT.

T. XXIX et t. XXX; 1899.

MAX BODENSTEIN. — Gasreaktionen in der chemischen Kinetik (Réactions gazeuses dans la cinétique chimique). — T. XXIX, p. 145-159; 295-314; 315-333; 429-448; 665-700; t. XXX, p. 113-139.

I. *L'influence de la température sur l'état d'équilibre d'un système* est donnée par la formule de van't Hoff $\frac{d \log K}{dT} = \frac{q}{RT^2}$, où q est

la chaleur de réaction, R la constante des gaz, K la constante d'équilibre, égale au rapport $\frac{k}{k'}$ des vitesses relatives aux deux réactions inverses qui se limitent mutuellement. Des travaux récents de M. Pélabon et de M. Hélier semblent avoir mis en évidence une classe nouvelle de phénomènes, dans lesquels l'équilibre ne serait pas la limite commune à deux réactions inverses; on se trouverait, suivant la dénomination de M. Duhem, dans un cas de *faux équilibre* chimique (analogue aux faux équilibres mécaniques dans lesquels interviennent des forces de frottement). La discussion des méthodes et des résultats expérimentaux de ces deux savants ne permet cependant pas de tenir comme établie l'existence de cette classe de réactions.

II. *Étude de la dissociation de l'acide iodhydrique entre 283° et 508°.* — Les constantes d'équilibre K, les vitesses de formation et de décomposition, mesurées séparément, concordent bien avec les formules théoriques $K = \frac{k}{k'}$ et $\frac{d \log K}{dT} = \frac{q}{RT^2}$. La constante de formation K passe de 0,12 pour 510° à 0,3 . 10^{-5} pour 300°.

III. *Équilibre entre l'hydrogène et le soufre.* — Contrairement aux résultats de M. Pélabon, M. Bodenstein trouve comme Konowaloff que, au-dessous de 350°, la décomposition de l'hydrogène sulfuré est pratiquement nulle et la réaction de l'hydrogène sur le soufre est complète jusqu'à disparition des corps réagissants. Pour éviter les objections que peut soulever l'absorption de l'hydrogène sulfuré par les parois ou par le soufre liquide, l'auteur détermine directement les vitesses de combinaison de l'hydrogène : elles restent remarquablement constantes à une même température et indépendantes de la masse active de l'hydrogène [1].

IV. *Équilibres entre l'hydrogène et le sélénium.* — Le sélénium a été sublimé sur les parois d'une ampoule pour augmenter la surface de contact; que l'on parte du système (H^2 + Se) ou du système (H^2Se), l'état d'équilibre est le même après 60 jours à 254°, après 40 jours à 274°, après 13 jours à 301°.

---

[1] « Les chiffres cités par M. Pélabon comme limites de la formation de « l'hydrogène sulfuré ne sont autre chose que des points choisis arbitrairement « d'une réaction en marche, et les calculs que Duhem y a rattachés d'après la « théorie des faux équilibres perdent par suite toute base expérimentale. » (BODENSTEIN, *loc. cit.*, p. 321.)

On a donc bien, même au-dessous de 320° (température de bifurcation de la courbe de M. Pélabon), un état d'équilibre véritable et non pas un faux équilibre. De 320° à 500°, les limites de réaction continuent à se placer sur une même courbe sans singularité ; de plus, les valeurs correspondantes diffèrent sensiblement des limites trouvées par M. Pélabon. Au delà de 500°, la vitesse de réaction devient beaucoup trop grande pour que la méthode de refroidissement rapide soit applicable. En outre, une erreur de graduation fausse les mesures de température de M. Pélabon.

V. *Équilibre entre l'hydrogène et l'oxygène.* — L'hydrogène et l'oxygène, obtenus par électrolyse d'une solution de potasse, sont amenés dans des récipients en porcelaine de formes variables lavés à l'acide nitrique concentré. De 482° jusqu'au voisinage du point d'explosion, les gaz s'unissent jusqu'à complète disparition des éléments ; la vitesse de réaction reste constante et indépendante des proportions de gaz mis en présence, conformément à la réaction trimoléculaire du troisième ordre $2H^2 + O^2 = 2H^2O$. Dans les expériences de M. Hélier, d'une interprétation difficile, le platine a dû agir catalytiquement sur le mélange tonnant et le chlorure d'argent servant de lut a pu réagir sur l'hydrogène.

La vitesse de réaction varie considérablement avec la surface des récipients employés : la quantité d'eau formée est sensiblement proportionnelle à cette surface qui agit comme catalyseur.

Au voisinage de la température où le mélange devient explosif, la réaction s'accélère dans les tubes à plus petite surface : l'explosion se produit à une température plus basse (670° à 710°). Ce fait confirme la façon de voir de van't Hoff : la température à laquelle se produit une explosion n'est pas autre chose que le point où la dissipation de la chaleur due à la réaction ne se fait plus assez vite pour empêcher l'échauffement de tout le système. La vitesse de réaction augmente régulièrement avec la température et ne fait pas de saut brusque à la température d'explosion.

VI et VII. *Description des méthodes employées par l'auteur pour mesurer et maintenir les températures de* 100° *à* 700°.

Résumé des résultats expérimentaux précédents. M. Bodenstein conclut à la non-existence des *faux équilibres.*

DUHEM. — Zur Frage von der falschen Gleichgewichten (Sur la question des faux équilibres). — P. 711-715.

M. Duhem considère comme exacts les résultats de M. Pélabon qui ont servi à vérifier expérimentalement les lois des faux équilibres.

M. BODENSTEIN. — Die falschen Gleichgewichte. Antwort an H. Duhem (Les faux équilibres. Réponse à M. Duhem). — P. 567-569.

J. Guinchant.

T. XXX ; 1899.

CASPARI. — Ueber electrolytische Gasentwickelung (Sur le dégagement des gaz dans l'électrolyse). — P. 89-98.

D'après les travaux de von Helmholtz, la plus basse tension capable de produire une décomposition visible de l'eau serait de 1,70 à 1,75 volt entre électrodes de platine. Le Blanc et Nernst ont établi que, pour une concentration normale des ions H, il se produit dès 1,08 v. une décomposition primaire de l'eau, donnant lieu à une charge effective des ions; on est cependant encore loin d'un dégagement apparent des gaz.

L'auteur constate qu'entre électrodes de noir de platine aucun dégagement gazeux ne se produit au-dessous de 1,55 v. à la pression et à la température ordinaires, au-dessous de 1,33 v. à 100°. Il ne se dégage d'abord que de l'hydrogène, l'oxygène restant à l'anode à l'état d'eau oxygénée ou d'acide persulfurique. Il était intéressant d'étudier séparément les polarisations aux deux électrodes : théoriquement, il suffit pour qu'il y ait électrolyse que la différence de potentiel entre l'électrode négative (en platine platiné) et la solution soit 0, la différence entre l'électrode positive et le liquide étant 1,08 v. L'expérience montre que le dégagement effectif des gaz nécessite des valeurs plus élevées : l'excès sur la valeur théorique est à peu près négligeable (0,001 v.) à l'électrode négative; elle est au contraire notable (environ 0,5 v.) à l'électrode positive. Cet excès de tension nécessaire croît avec la densité du courant; il est plus petit avec une solution de soude. La détermination des excès de tension avec

électrodes de différents métaux de 3 centimètres carrés de surface montre que les métaux qui ont le plus grand pouvoir d'occlusion (Fe, Pt, Cu, Pd,...) ont aussi le plus petit excès de tension à la cathode. L'excès de tension cathodique atteint au contraire 0,68 pour le cadmium, 0,64 pour le plomb, 0,70 pour le zinc, 0,78 pour le mercure.

Ceci explique pourquoi ces métaux ne sont pas attaqués par l'acide dilué froid en l'absence d'autres métaux tels que le platine ; l'explication, due à de La Rive, par la formation d'un couple, est inutile et d'ailleurs contredite par ce fait que le zinc n'est pas attaqué en présence du mercure, bien qu'il se forme un couple local énergique : dans ce cas, le mercure augmente l'excès de tension et ne peut que rendre plus difficile le dégagement d'hydrogène.

Théoriquement, pour qu'il y ait électrolyse, il faut avoir :

$$RT\left(\frac{1}{n}\log\frac{P'}{p'} - \log\frac{P}{p}\right) > o.$$

n désigne la valence du métal, P' sa tension de dissolution, p' sa pression osmotique dans la dissolution, P et p les valeurs correspondantes pour l'hydrogène. Pratiquement il est nécessaire que cette différence soit au moins égale à l'excès de tension. L'auteur vérifie cette formule avec une électrode de zinc en ajoutant à l'acide des proportions variables de sulfate de zinc.

La séparation effective du brome et de l'iode aux électrodes de platine se fait pour la différence de potentiel théorique ; de même pour l'argent, même dans les solutions de sels complexes où la concentration des ions Ag est très faible.

K. STOECKL et L. VANINO. — Ueber die Natur der sogenannten Kolloidalen Metallöcsungen (Sur la nature des solutions métalliques dites colloïdales). — P. 98-113.

Un grand nombre de métaux ont été obtenus à l'état de dissolution apparente dans l'eau. Doit-on considérer ces solutions comme formées de particules en suspension extraordinairement petites de l'ordre des longueurs d'onde, ou bien a-t-on affaire à des solutions colloïdales? Le métal ne passe pas à travers la membrane d'un dialyseur, la tension de vapeur et le point de congélation sont les mêmes que pour le dissolvant ; ces propriétés concordent également avec l'une ou l'autre hypothèse. Par contre, les propriétés suivantes, étu-

diées par l'auteur avec des solutions d'or dites colloïdales, l'amènent à conclure que le métal est à l'état de suspension :

1° La lumière qui a traversé le liquide est polarisée elliptiquement, comme le fait prévoir la théorie pour un faisceau de lumière ayant subi des réflexions et diffusions sur les particules *métalliques* plus petites que les longueurs d'onde ;

2° Les solutions sont colorées pour diverses raisons : la différence d'indice entre les particules en suspension et l'eau, les diffusions et réflexions, l'absorption par le métal. Les teintes rouges doivent appartenir aux solutions où les particules sont les plus petites, les teintes violettes aux solutions où les particules sont les plus grandes. Ces prévisions sont confirmées par les propriétés des dissolutions ;

3° Par le passage d'un courant électrique dans la solution, l'or se rassemble en poudre au pôle positif. Toute poudre en suspension *dans l'eau* se comporte de même (soufre, gomme laque, soie, ...) ; elle se porte au contraire au pôle négatif en suspension dans l'essence de térébenthine ; ce transport est dû aux charges statiques que prennent les particules par leur frottement contre le liquide entraîné par le courant.

Observations analogues sur les solutions colloïdales de sulfures métalliques.

J. GUINCHANT.

H. HAGA et C. WIND. — Die Beugung der Rontgenstrahlen (Diffraction des rayons de Röntgen, 2e mémoire). — *Drude's Ann. der Physik*, t. X ; p. 305-313 (1).

Dans un premier mémoire, MM. Haga et Wind décrivaient des expériences tendant à prouver l'existence de la diffraction des rayons de Röntgen.

Pour répondre aux critiques formulées contre ces expériences, ils les ont reprises en perfectionnant leur dispositif.

En premier lieu, ils se sont efforcés de s'assurer la fixité des différentes pièces.

(1) Cf. HAGA et WIND, *Ac. Amsterdam*, p. 426 ; mars 1899 ; — *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 884 ; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 332, 434 et 642 ; — *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 327 ; — *Physik. Zeitsch.*, t. I, p. 105 ; t. II, p. 189, 265, 292 ; — SOMMERFELD, *Phys. Zeitsch.*, t. I, p. 105 ; t. II, p. 58 ; et *Zeitsch. für Math. und Phys.*, t. XLVI, p. 11 ; — WALTER, *Phys. Zeitsch.*, t. III, p. 137 ; — SAGNAC, *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 333.

Une poutrelle en fer, haute de 12 centimètres, en forme de double T, avec des ailes larges de 5^{cm},5 longues de 2 mètres, supporte trois équerres en fer, l'une à son extrémité, les autres respectivement à 75 et 150 centimètres de distance. L'une des branches de ces équerres est vissée sur la poutrelle ; l'autre, longue de 3^{cm},5, est disposée verticalement. Sur chacune de ces dernières est vissée une plaque de cuivre (12 × 10 × 0,4 centimètres) : la première porte une fente (fente I), la deuxième porte la fente diffringente (fente II) ; la troisième reçoit la plaque photographique.

La poutrelle est fixée au plâtre sur deux tablettes de pierre portées par un pied ; ces pieds reposent sur un pilier en maçonnerie. Sur ce même pilier repose aussi le pied qui supporte le tube de Röntgen. Le tube est enfermé dans une caisse en plomb de 2 millimètres d'épaisseur. Le fond de la caisse reste libre pour donner passage aux fils ; le fond antérieur est percé d'une ouverture rectangulaire de petites dimensions, à travers laquelle passent les rayons. La deuxième et la troisième plaque de cuivre sont aussi enfermées dans une caisse en plomb de forme allongée, afin de protéger la plaque sensible contre les rayons diffusés.

La fente I est formée par deux lames de platine épaisses de 2 millimètres et hautes de 2 centimètres, vissées sur la plaque de cuivre, au préalable bien dressée ; la hauteur de la fente est réduite à 4 millimètres par un diaphragme de plomb ; sa largeur est 15 μ. La fente II est en forme de coin : fermée à son extrémité inférieure, elle atteint à sa partie supérieure une largeur de 25 μ. Elle est formée par deux lames de platine épaisses de 0^{mm},5 et longues de 4 centimètres.

Le réglage des fentes doit être fait avec beaucoup d'exactitude. Il est impossible d'utiliser pour ce réglage la lumière ordinaire, à cause de l'extrême étroitesse des fentes et de l'épaisseur des joues. Il faut recourir aux rayons de Röntgen. Le faisceau qui a traversé la fente I peut encore être décelé au voisinage de la fente II à l'aide d'un écran fluorescent, à la condition de se placer dans une obscurité complète. Mais, au delà de la deuxième fente, il faut employer la photographie, en prolongeant la pose pendant quatre heures. Pour repérer l'orientation de la deuxième fente, une étroite bande de laiton est amenée très près de la première fente, un peu au-dessus ; cette bande de laiton, fixée à un bras que porte la plaque de cuivre II, est percée de trous disposés par rangées verticales ; le

nombre et la grosseur des trous varient d'une rangée à l'autre. Un tube de Röntgen est disposé derrière la plaque II et une plaque photographique entre la bande de laiton et la plaque I. Sur la radiographie apparaissent une ou deux des rangées de trous. Il est aisé de voir d'après cela quelle est la direction sur la bande de laiton qui se trouve justement dans la direction de la deuxième fente. Grâce à un léger jeu laissé aux vis qui fixent l'équerre II sur la poutrelle, on peut faire tourner cette pièce de façon que la direction ainsi déterminée sur la bande de laiton se trouve exactement au-dessus de la première fente.

La plaque qui porte cette dernière est mobile autour d'un axe coïncidant avec la fente elle-même. Ce mouvement permet de l'orienter de manière que les rayons émis par un tube placé derrière tombent sur la deuxième fente ; on s'en assure à l'aide de l'écran fluorescent.

Les largeurs des fentes sont mesurées d'après les radiographies.

Les tubes employés sont des tubes Müller, du dernier modèle, à réfrigérant. Quoique ces tubes soient de très bonne construction et conviennent très bien aux usages médicaux, un petit nombre seulement ont pu être utilisés. Il est nécessaire, en effet, qu'ils puissent fonctionner très longtemps sans devenir trop durs.

Dans les expériences de diffraction proprement dites, MM. Haga et Wind ont obtenu trois clichés très bons : le premier, après une pose de neuf heures et demie, pour la plus grande partie, avec un tube très mou.

Le deuxième, après une pose de trente et une heures, avec un tube mou pendant quatre heures, dur ensuite, et un autre tube constamment dur.

Le troisième, après une pose de quarante heures, dix heures avec un tube assez dur, le reste du temps avec un autre tube très mou.

Ces trois clichés sont à peine voilés.

Il est nécessaire de pouvoir mesurer la largeur de la fente diffringente dans la région correspondant à chaque point de l'image. A cet effet, on a percé dans l'une des joues de la fente diffringente trois trous fins, l'un au milieu, les deux autres aux extrémités. Les rayons qui ont traversé ces trous donnent sur la plaque l'image au sténopé de la portion efficace de l'anticathode limitée par la première fente : d'après les dimensions de ces images, la hauteur de cette portion

utile se réduit à 2 millimètres. Au moyen d'une machine à diviser, on partage en parties égales la distance qui sépare les centres de ces images, ce qui permet de reconnaître les points qui se correspondent sur la fente et sur son image.

Les mesures de longueur s'effectuent au moyen d'un microscope muni d'un oculaire micrométrique.

Numéro de la division	Largeur de la 2e fente	Largeur théorique de l'image sans diffraction	Largeur mesurée en direction de l'oculaire			Moyenne
1	27 μ	69 μ	1,0	1,0	1,0	55 μ
2	22μ,5	60	0,85	0,85	0,9	50
3	19 ,5	54	0,75	0,75	0,8	40
4	18	51	0,6	0,7	0,7	40
5	17	49	0,55	0,7	0,7	35
6	16	47	0,45	0,65	0,65	30
7	14	43	0,4	0,6	0,65	30
8	12	39	0,35	0,5	0,6	25
9	9,5	34	0,3	0,4	0,6	25
10	8	31	0,3	0,35	0,5	20
11	6	27	0,4	0,4	0,55	—
11 1/2	—	—	0,6	0,45	0,6	—
12	4	23	1	0,45	0,7	—
12 1/2	—	—	± 1 1/2	0,8	± 1 1/2	—
13	3,5	22	—	± 1 1/2	—	—

Les valeurs absolues de ces chiffres ne peuvent prétendre à une grande exactitude, parce que l'image n'est pas nettement délimitée, ce qui rend la mesure assez incertaine.

Dans la partie large de la fente, on trouve pour la largeur de l'image des valeurs plus petites que la valeur théorique. Cette dernière est calculée en supposant que la plaque photographique a été impressionnée jusqu'à l'extrême limite du faisceau, et, d'autre part, qu'il ne s'est produit ni diffraction, ni secousse, ni déplacement, ni irradiation photographique. Ces trois dernières causes auraient agi surtout dans les régions larges de la fente. Comme les clichés ne montrent dans ces régions aucun élargissement de l'image, il ne semble pas qu'on puisse attribuer à ces causes l'épanouissement de l'image vers l'extrémité fermée de la fente, où la largeur devient 2 à 3 fois plus grande que la largeur théorique. Jusqu'à nouvel ordre; on est donc autorisé à considérer ces clichés comme une preuve de la diffraction des rayons de Röntgen.

De ces expériences, on ne peut tirer qu'une valeur grossièrement

approchée de la longueur d'onde, car, entre autres raisons, on ne connaît pas la nature des rayons de Röntgen, et on ne sait pas à quel type d'image par diffraction on a affaire. On ne peut donc calculer que l'ordre de grandeur, et il est indifférent par suite de prendre tel ou tel procédé.

En donnant à v_0 (1) la valeur 1,3 au point où l'image commence à s'élargir, on a :

$$V_s = s\sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}},$$

où

$$\lambda = \frac{s^2}{V^2_s} \cdot \frac{2(a+b)}{ab}.$$

Dans les expériences décrites, $a = b = 75$ centimètres ; d'après le tableau, $s = 7$, 4 ou 6 μ, suivant le cliché En admettant que les rayons de Röntgen fussent un mouvement ondulatoire à période simple. leur longueur d'onde serait :

$$\lambda = 0{,}16 \quad \text{ou} \quad 0{,}05 \quad \text{ou} \quad 0{,}12\,\mu\mu.$$

Les différences entre ces nombres proviennent sans doute des différences de dureté des tubes. La valeur absolue des nombres n'a pas beaucoup d'importance ; cependant il est à remarquer qu'ils sont du même ordre de grandeur que les nombres trouvés dans les premières expériences.

M. LAMOTTE.

HUGH RAMAGE. — The spectra of Potassium, Rubidium and cœsium and their mutual relations (Les spectres du potassium, du rubidium et du cœsium, et leurs relations mutuelles). — *Astroph. Journ.*, XVI, p. 43-52, juillet 1902.

Les mesures de l'auteur lui permettent de dresser le tableau des longueurs d'ondes des raies de ces trois corps, et de calculer les formules des deux séries secondaires. Les doublets de la deuxième série sont plus séparés que ceux de la première, et les deux séries ne convergent pas vers la même limite. Cependant la différence entre les limites diminue dans ces métaux quand on les range par poids atomiques croissants.

B. BAILLAUD.

(1) Cf. le premier mémoire : *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 642 ; 1879.

TABLE DES MATIÈRES (*suite*).

AOUT 1903.

ERRATUM

P. 461, 5e ligne en montant, après les mots: *les équations déduites du principe d'Ostwald coïncident*, ajouter: *seulement dans le cas d'un mouvement rectiligne*.

TABLE DES MATIÈRES.

AOUT 1903.

(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — SEPTEMBRE 1903.

(*Clos le* 20 *Juillet.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de **M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.. . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros):

France.. .... 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5°.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

RECHERCHES CONTRADICTOIRES SUR L'EFFET MAGNÉTIQUE DE LA CONVECTION ÉLECTRIQUE;

Par MM. Harold PENDER et Victor CRÉMIEU (1).

Dans un article paru dans ce recueil (2), Crémieu a exposé quel était, à cette époque, l'état de la question de la convection électrique. Des résultats contradictoires avaient été obtenus, les uns semblant prouver l'existence d'un effet magnétique dû au transport d'une charge par son support pondérable ; les autres paraissant au contraire démentir l'existence de cet effet.

Dans le même article, les conditions nécessaires d'une expérience de convection correcte avaient été posées. Nous rappelons qu'elles se ramènent à la réalisation des points expérimentaux suivants :

Certitude qu'on entraîne une charge ;

Que cette charge seule peut agir sur les appareils destinés à déceler les effets magnétiques attribués à sa convection ;

Que, pendant le transport, la charge ne subit aucune variation ; en particulier que les pertes ont été limitées à une très faible fraction de la valeur absolue de la charge entraînée.

En présence des résultats opposés obtenus sur une question aussi fondamentale, M. H. Poincaré prit l'initiative de provoquer une étude expérimentale contradictoire entre deux physiciens ayant obtenu des résultats inverses. D'accord avec lord Kelvin, Paris fut choisi comme le lieu le plus favorable à ces expériences, et M. E. Bouty voulut bien mettre son laboratoire à la disposition des chercheurs.

Les résultats positifs les plus nets avaient été obtenus par M. H. Pender : invité par MM. Poincaré et Bouty au nom de l'Université de Paris, il accepta de venir travailler contradictoirement avec M. Crémieu ; la John Hopkin's University mit à la disposition de M. Pender tous les appareils nécessaires, et s'entremit pour obtenir de la Carnegie Institution les sommes suffisantes pour payer les frais de déplacement. D'ailleurs l'Institut de France voulut bien accorder au laboratoire de M. Bouty les ressources indispensables pour couvrir les frais entraînés par les expériences.

(1) Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 753 ; 1902.

(2) Communication faite à la Société française de Physique : Séance de Pâques, 17 avril 1903.

Au moment de rendre compte de notre travail en commun, nous voulons d'abord rendre à la mémoire de Rowland, l'illustre savant qui le premier a abordé expérimentalement le problème de la convection, l'hommage de notre admiration et de notre reconnaissance.

Nous ressentons une véritable joie de pouvoir exprimer à M. H. Poincaré et à M. E. Bouty tout ce que nous éprouvons pour leur initiative et leur libéralité. C'est à leurs conseils éclairés que nous devons d'avoir pu, en trois mois, réaliser un programme à peu près complet d'expériences très délicates; c'est grâce à la très remarquable organisation du laboratoire de M. Bouty que nous n'avons pas été arrêtés une seule fois par le manque d'appareils ou de moyens physiques quelconques.

Enfin nous sommes heureux d'exprimer toute notre gratitude pour les libéralités de la Carnegie Institution, de la John Hopkin's University et de l'Institut de France.

Répétition de l'expérience Pender. — Crémieu avait été amené, en 1899-1900 (1), à reprendre les expériences de Rowland, et, pour des considérations qui ont été développées ailleurs, il avait modifié le principe de ces expériences. Au lieu des effets magnétiques directs, il avait étudié les effets d'induction magnétique de la convection électrique. L'expérience donna des résultats négatifs, qui se continuèrent pendant de longues séries et résistèrent à de très nombreuses objections.

Sur les conseils de Rowland, Pender reprit, en l'améliorant, la méthode de M. Crémieu. Il opéra d'abord à la John Hopkin's University, puis en pleine campagne, loin de tout centre industriel. On trouvera dans les mémoires originaux (2) les détails relatifs à ces deux séries d'expériences. Les résultats en étaient nettement positifs; pour la seconde série en particulier, il y avait accord entre le calcul et les mesures à 5 0/0 près.

En venant à Paris, M. Pender avait apporté tous ses appareils, et nous avons d'abord réinstallé son expérience, dans des conditions aussi voisines que possible des conditions originales.

La seule condition qui n'a pu être réalisée est la stabilité mécanique et magnétique. Toutefois nous avons pu facilement retrouver qualitativement les effets d'induction magnétique déjà constatés par

(1) Crémieu, *Thèse de Paris*, Gauthier-Villars, 1901.

(2) *Phil. Mag.*, 6e série, t. II, p. 179; 1901; et *loc. cit.*

Pender. Nous avons vérifié avec une approximation suffisante la proportionnalité de ces effets à la vitesse de rotation des disques, à la densité superficielle de la charge qu'ils entraînent. Nous avons constaté de plus que les effets des deux disques s'ajoutent ou se retranchent conformément à la théorie, et qu'ils suivent bien la loi de la distance entre les disques et la bobine induite.

Comme ordre de grandeur, les déviations obtenues variaient de 38 à 800 millimètres, sur une échelle placée à 4 mètres de distance du galvanomètre de mesure.

Répétition de l'expérience Crémieu. — D'autre part, M. Crémieu a remonté son expérience d'induction, dans des conditions à peu près identiques aux conditions originales. Toutefois le galvanomètre qui lui avait servi n'existait plus, et nous avons dû en prendre un autre ; de plus, les conditions de stabilité étaient moins bonnes que dans la première installation.

Quoique les effets dus à la charge ou à la décharge au repos n'aient pu être entièrement éliminés, nous avons obtenu avec une netteté très suffisante les mêmes résultats négatifs que dans la première expérience.

Vérifications sur l'expérience Crémieu. — Dans ces deux séries, nous nous sommes servis de disques métalliques continus tournant entre des armatures parallèles continues. Au cours de la répétition des expériences Pender, nous avions constaté le fait suivant : Quand des aigrettes venaient à éclater entre le disque et ses armatures, par suite de l'emploi d'un voltage trop élevé, par exemple, les effets d'induction magnétique observés tombaient sensiblement à zéro, quoique l'électromètre, relié au disque, n'accusât pas de chute de plus de 1/10e de la valeur observée sans aigrette.

Dans le dispositif Crémieu, il est impossible, à cause des pièces de fonte qui forment à la fois les armatures externes du disque tournant et le noyau magnétique de la bobine induite, de voir si des aigrettes éclatent entre le disque et ses armatures. D'ailleurs la très faible distance qui existe entre ces pièces rend très possible la production des aigrettes, malgré les couches de caoutchouc qui les recouvrent.

Seule une mesure galvanométrique de la quantité d'électricité abandonnée par le disque à chaque contact de décharge, ou prise à chaque charge, pouvait nous renseigner à cet égard. Nous avons fait cette mesure en employant des voltages croissant de 1000 à 5500 volts. Pour 1000 volts, il est bien certain qu'aucune aigrette ne peut

se produire à travers $3^{mm},5$ d'air. En augmentant graduellement le voltage, on devra obtenir des courants proportionnels à cette augmentation s'il n'y a pas d'aigrette. Dès qu'il s'en produira, des pertes interviendront ; les courants de charge deviendront alors plus forts, et ceux de décharge plus faibles que la valeur voulue pour la proportionnalité au voltage.

Les mesures ont montré que, jusqu'à 5500 volts, potentiel maximum employé, la proportionnalité se maintenait.

La cause du résultat négatif de Crémieu n'était donc pas là.

Vérifications sur l'expérience Pender. — Dans les séries d'expériences faites en 1902 par Crémieu (1) avec l'aide de M. J. Javal, sur les courants ouverts, on avait constaté l'existence d'effets magnétiques produits au voisinage de nœuds d'oscillations électriques tels que ceux constitués par les disques tournants des expériences de convection. Les conditions de production de ces effets sont assez voisines de celles des expériences Pender pour qu'on puisse craindre que les effets magnétiques observés dans ces expériences soient dus à ces oscillations et non pas à la convection elle-même.

Cette hypothèse était rendue assez vraisemblable par certains effets magnétiques observés quand on chargeait et déchargeait les disques au repos ; ces effets, assez irréguliers à la vérité, sont cependant réversibles avec le signe de la charge, et capables de donner au galvanomètre, relié à la bobine induite, des déviations de plus de 100 millimètres. D'ailleurs ces effets augmentent dès que la plus petite ouverture se produit dans l'écran électrique de papier d'étain qui protège la bobine.

L'intérieur de celle-ci, d'un diamètre égal à celui des disques, est d'ailleurs dépourvu de tout écran, si bien que tous les flux magnétiques peuvent traverser la bobine ; ceux dus aux oscillations amorties pouvaient donc agir.

Pour vérifier si ces oscillations jouaient un rôle, nous avons placé la bobine Pender à l'intérieur d'une boîte de laiton de 2 millimètres d'épaisseur, entièrement fermée. Ceci a diminué notablement les perturbations causées par la charge au repos. Mais les effets magnétiques dus au mouvement ont conservé leur ordre de grandeur à 10 0/0 près, c'est-à-dire avec l'approximation même que comportaient nos expériences.

---

(1) *C. R.*, t. CXXXV, p. 27 ; 1902 ; — et *J. de Phys.*, t. I, p. 753 ; 1902.

Toutefois, dans l'expérience négative de M. Crémieu, le noyau de fonte à l'intérieur duquel tournent les disques peut arrêter tous les flux magnétiques qui tendraient à traverser la bobine ; ce noyau constitue un écran parfait, ce qui n'est pas le cas de la boîte de laiton où nous avions enfermé la bobine de Pender. On sait en effet que les ondes amorties, comme celles qui prennent naissance autour d'un corps dont la charge varie rapidement, traversent sans altération appréciable des écrans conducteurs même très épais. Il aurait donc fallu mettre un écran magnétique à la bobine Pender pour vérifier ce point.

Nous avons pensé qu'on pouvait agir plus simplement. Si les effets obtenus par Pender étaient dus à un phénomène oscillatoire, on les modifierait certainement en modifiant le régime d'oscillation des canalisations de charge et décharge du disque.

Nous avons alors interposé des résistances liquides sur ces circuits. Elles n'ont pas fait disparaître l'effet ; elles ont seulement diminué beaucoup les perturbations au repos.

En second lieu nous avons mis en parallèle avec les disques une capacité variable. La capacité des disques est de 200 C. G. S. La capacité en parallèle est à lame d'air et peut varier par sixième de 166 à 1000 C. G. S.

Cette fois, les effets observés pendant le mouvement ont notablement diminué. La diminution est sensiblement proportionnelle à la capacité en dérivation sur les disques. En même temps, nous avons constaté une diminution du voltage des disques. Ce voltage est le maximum indiqué par un électromètre relié automatiquement aux disques, au moment où ils sont chargés.

Mais il n'y a pas proportionnalité entre les deux diminutions. Celle de l'effet atteignait 1/3 de la valeur absolue quand le voltage ne variait que de $\frac{1}{10}$.

Seulement nous nous sommes aperçus que les disques ne se déchargeaient plus complètement, et la charge qu'ils conservent est proportionnelle à la capacité mise en parallèle avec eux.

Ceci nous a amené à étudier la durée et le nombre de contacts nécessaires pour décharger complètement un condensateur.

Une tige cylindrique d'ébonite T (*fig.* 1), de $1^m,20$ de longueur, est placée verticalement, de façon qu'une bague de laiton B de 10 millimètres d'épaisseur puisse tomber librement le long de T. A 10 cen-

timètres au-dessus de son extrémité inférieure, on a placé deux balais métalliques C et D, en regard l'un de l'autre, dans le plan diamétral de la tige T. La bague B, en tombant, établira entre C et D un contact dont la durée sera facile à régler d'après la hauteur de la chute.

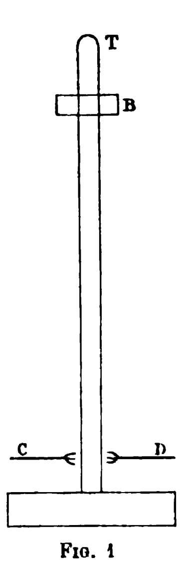


Fig. 1

Le condensateur employé est le même que celui mis en parallèle avec les disques. La source d'électricité est la batterie d'accumulateurs de M. Bouty, dont la capacité peut être considérée comme infinie par rapport à celle du condensateur.

L'expérience était faite comme suit : On mesurait d'abord le potentiel d'un pôle de la batterie, l'autre pôle étant au sol; une armature du condensateur était reliée au sol et l'autre au balai D; le balai C pouvait être relié soit au pôle de charge, soit au sol.

Soit d'abord C relié à la batterie, et laissons tomber la bague B; un contact s'établira entre C et D au moment du passage de B. Sa durée pouvait être réglée pour des valeurs comprises entre $\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{90}$ de seconde.

Après la chute, on mesurait le potentiel communiqué au condensateur. Dans ces conditions, nous avons fait les constatations suivantes :

1° Le potentiel du condensateur est toujours inférieur à celui de la source. Cette différence est inversement proportionnelle à la durée du contact et proportionnelle à la capacité du condensateur.

D'ailleurs, en chargeant le condensateur par un contact prolongé avec la source reliant C au sol et laissant tomber B, on observait le potentiel conservé par le condensateur après ce contact.

2° Le condensateur conserve toujours un potentiel résiduel dont la valeur est directement proportionnelle à la capacité du condensateur et inversement proportionnelle à la durée du contact.

Mais la différence entre le potentiel de la source et celui pris par le condensateur après contact est toujours très supérieure, toutes choses égales d'ailleurs, au potentiel résiduel conservé après décharge.

Ceci explique suffisamment la diminution des effets d'induction en mouvement par la mise en parallèle d'une capacité dans l'expérience Pender. La présence de cette capacité diminue, en effet, la variation de charge à chaque inversion du commutateur et, par suite, les effets d'induction qui sont proportionnels à cette variation ; d'ailleurs les indications de l'électromètre, qui donnent la valeur maximum du potentiel, ne peuvent être sensiblement affectées.

Il résulte de ceci que les effets observés dans l'expérience de Pender semblent bien dus à la charge des disques en mouvement conformément aux prévisions faites pour la convection électrique.

Expériences de vérification sans armature fixe. — Pour éliminer toute perturbation pouvant provenir du rôle, assez mal défini, des armatures fixes, nous avons modifié encore notre dispositif.

Les deux disques de Pender, de 31 centimètres de diamètre, ont été placés en face l'un de l'autre, à 10 millimètres de distance, et disposés de façon à pouvoir tourner en sens inverse, concentriquement à une bobine fixe présentant une ouverture centrale de 34 centimètres de diamètre et de 3 centimètres d'épaisseur. L'armature de la bobine, tout entière en laiton, porte 1300 tours de fil de cuivre rouge d'une résistance totale de 60 ohms.

Le commutateur de Pender permettait de relier cette bobine au galvanomètre, synchroniquement avec la charge ou l'inversion de charge des disques tournants.

Les déviations attendues étaient plus faibles, par suite de la grande diminution de capacité résultant du dispositif. Malgré cela, elles ont été très nettes, et ont présenté, avec les valeurs calculées, un accord satisfaisant.

Nous avons arrêté là nos essais relatifs aux expériences d'induction. Ces expériences ne peuvent, en effet, donner aucun renseignement sur la nature des champs magnétiques obtenus par le mouvement des disques chargés, et il est essentiel de savoir si on a des charges permanentes avec la rotation ou bien de simples impulsions pouvant provenir de différentes perturbations au moment de la charge ou de l'inversion de charge.

Expérience sur l'effet magnétique direct. — Nous avons d'abord utilisé le dispositif de l'expérience d'induction précédente ; la bobine a été enlevée et remplacée par un système astatique enfermé dans un tube métallique disposé de façon que l'aiguille aimantée inférieure se trouve à 1 centimètre au-dessus du bord supérieur des disques, dans un plan également distant de chacun d'eux.

Le tube était soustrait à l'action des courants d'air provenant de la rotation, à l'aide d'une large lame de mica paraffiné, convenablement disposée.

Une spire témoin permettait de mesurer la sensibilité du système : le spot de celui-ci déviait de 20 millimètres sur une échelle placée à 4 mètres de distance, pour l'inversion d'un courant témoin de 10^{-1} ampères.

Les courants de convection réalisés atteignaient seulement $2{,}5 \times 10^{-5}$; par suite, les déviations attendues atteignaient à peine 5 millimètres.

Par suite de la petitesse de ces effets, l'expérience ne nous a permis de faire qu'un essai qualitatif. Celui-ci a, d'ailleurs, été très net ; à chaque inversion du signe de la charge sur les disques tournants, le système donnait la déviation dans le sens prévu, sans qu'il soit cependant possible de dire si on avait affaire à des impulsions ou à des déviations permanentes.

Il est à remarquer que ce résultat a une assez grande valeur, malgré sa petitesse. Aucun effet perturbateur dû aux armatures ou aux courants pouvant circuler dans les lames mobiles n'est, en effet, à redouter, parce que les premières étaient supprimées, et que les seconds se seraient détruits deux à deux, puisque les disques tournent en sens inverse.

Dans cette expérience, on n'utilise qu'une faible partie de la capacité des disques ; l'aiguille se trouve dans une position très défavorable, parce que les surfaces de niveau magnétique ont une courbure rès accusée près des bords des disques. Enfin on est mal protégé

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — SEPTEMBRE 1903.

(*Clos le* 20 *Juillet.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

dition de mettre des écrans conducteurs convenables. Mais on sait que l'effet de ces écrans est à la fois électrostatique et électromagnétique.

D'autre part, on sait d'abord qu'au voisinage de nœuds d'oscillations, il se produit des effets d'amortissement capables de désaimanter partiellement un aimant; il en résulte des déviations permanentes de la position d'équilibre d'un système astatique.

On ignore d'ailleurs de quelle manière le mouvement du corps qui forme le nœud d'oscillation peut modifier l'amortissement de l'onde; par suite, on ne saurait affirmer qu'un écran, suffisant au repos, le sera aussi quand il y a mouvement.

Il nous est alors apparu que le mode opératoire suivant éviterait tous ces inconvénients.

Chargeons le disque au repos en nous assurant que cette opération n'affecte pas le système magnétique; puis isolons le disque et mettons-le, alors seulement, en mouvement.

Le système magnétique devra, si l'effet de la convection existe, prendre une déviation croissant avec la vitesse, permanente avec elle, et retourner au zéro au moment de l'arrêt. Une mesure électrométrique, faite avant et après le mouvement, permettra d'ailleurs de s'assurer des pertes intervenues.

Comme les systèmes astatiques ordinaires se prêteraient assez mal à cette expérience, nous avons, d'autre part, essayé d'en construire de différents.

Essais avec de nouveaux systèmes magnétiques. — Il est difficile de réaliser, dans la plupart des laboratoires, une stabilité magnétique suffisante pour pouvoir étudier des variations de champs donnant lieu à des couples de 10^{-6} ergs.

On sait de plus que, par sa construction même, un système astatique sensible a toujours un mouvement continu dans une direction déterminée, par suite de la démagnétisation lente et inégale des aiguilles qui le constituent.

Une autre cause d'instabilité provient de ce que la direction de ces systèmes est produite par la différence entre le champ terrestre et celui des aimants compensateurs; tout ce qui viendra modifier l'un ou l'autre de ces champs fera varier la position d'équilibre du système.

En particulier, si le champ à étudier est produit par des phénomènes oscillatoires plus ou moins amortis, l'usage des systèmes

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — SEPTEMBRE 1903.

(*Clos le 20 Juillet.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Mais un effet inattendu ne nous a pas permis d'en tirer ce que nous espérions. Au bout d'une à deux minutes de rotation des disques au-dessus desquels il est placé, le système prend une déviation qui augmente progressivement et la position d'équilibre du système change lentement, ce qui rend impossible toute détermination.

Nous avons d'abord attribué cet effet à des courants d'air provoqués, à l'intérieur de l'écran qui contient le système, par l'échauffement des plateaux qui servent d'armature fixe au disque tournant. Un échauffement assez notable se produit en effet, par suite des vibrations très intenses auxquelles ces plateaux sont soumis.

Mais le système témoin à aiguille de cuivre ne donnait pas de déviations semblables ; l'effet n'était donc pas attribuable aux courants d'air.

Nous avons pensé qu'il avait une cause magnétique telle que celle-ci : la rotation des disques dorés immédiatement au-dessous du pôle de l'aimant du système provoque, dans la dorure, des courants de Foucault dont la réaction sur le pôle produit soit une démagnétisation lente, soit un changement de la position de l'axe magnétique de l'aimant par rapport à son axe géométrique.

Quoi qu'il en soit, nous avons dû renoncer à ces systèmes.

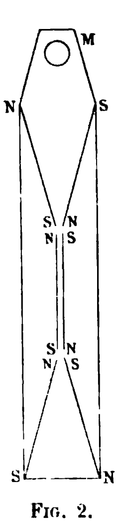


Fig. 2.

Revenant alors aux systèmes ordinaires, nous avons réussi à en construire un, extrêmement sensible, de la manière suivante.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — SEPTEMBRE 1903.

(*Clos le* 20 *Juillet.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de **M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Un disque chargé, à surface métallique continue, tournant dans son propre plan entre deux armatures fixes, parallèles à ce plan, produit un champ magnétique dans le sens et de l'ordre de grandeur prévu pour l'effet magnétique de la convection électrique :

Il nous restait alors deux questions à résoudre.

1° Les effets magnétiques ainsi obtenus sont-ils vraiment dus à l'entraînement d'une charge par les surfaces métalliques mobiles, ou bien peuvent-ils être attribués à des courants de conduction, ouverts ou fermés, produits dans les surfaces par le mouvement relatif des disques mobiles et de leurs armatures ?

2° Quelle cause avait caché à Crémieu les effets constatés dans les expériences de Pender seul, et dans les expériences faites en commun et que nous venons de décrire ?

Expériences sur l'entraînement de la charge par des surfaces métalliques continues. — Pour trancher la première question, nous avons d'abord repris une expérience dont l'idée est due à Helmholtz, et le premier essai de réalisation à Rowland.

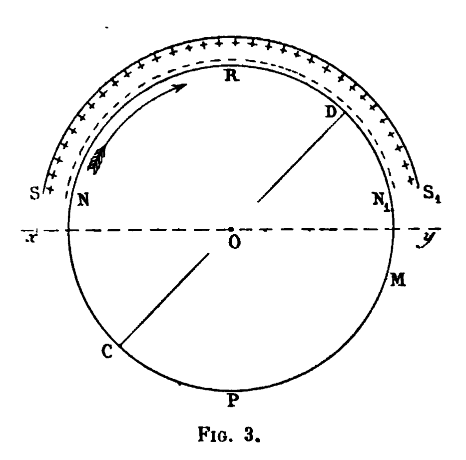


Fig. 3.

Considérons une couronne circulaire, plane, conductrice et continue, représentée sur le schéma cylindrique (*fig.* 3) par le cercle OM. Cette couronne peut tourner dans le sens de la flèche, en face d'un secteur circulaire SS_1 correspondant à une partie $\frac{1}{n}$ de la circonférence. Soit e la distance qui sépare le plan OM du plan SS_1, Y la vitesse linéaire de rotation de OM. Supposons enfin SS_1 chargé à un potentiel positif, K par exemple, et OM relié au sol d'une façon permanente.

En arrivant en face du bord S, chaque élément *ds* de OM se chargera régulièrement par influence. Si les hypothèses précédemment faites sont confirmées, cet élément devra entraîner sa charge avec lui. Cette charge se déplacera donc par rapport au champ électrique qui existe entre SS_1 et NN_1 et qui reste fixe dans l'espace.

Quand *ds* arrive en face de S_1, l'influence électrique cesse de retenir la charge sur lui; ceci étant vrai pour tous les éléments de OM, il va résulter du mouvement une différence de potentiel constante entre les points N et N_1 de la couronne conductrice; des courants de conduction devront donc s'y développer; ils se distribueront d'après les résistances relatives des secteurs NRN_1 et NPN_1.

Une aiguille aimantée placée au-dessus de R sera, par suite, soumise, d'une part, aux effets magnétiques de la convection, qui a lieu dans le sens de la flèche; d'autre part, à ceux d'un courant de conduction circulant en sens inverse. Placée au-dessus de P, cette aiguille serait soumise aux effets d'une conduction seulement. D'ailleurs la somme des intensités des courants de conduction NRN_1 et NPN_1 doit être égale à l'intensité i de la convection.

En appelant σ la densité superficielle électrostatique sur OM, on sait que, pour une vitesse Y, l'intensité correspondant à 1 centimètre de largeur serait :

$$i = \sigma Y.$$

D'ailleurs :

$$\sigma = \frac{k}{4\pi\rho} \qquad \text{et} \qquad i = \frac{kY}{4\pi\rho}.$$

Soit R la résistance ohmique totale de la couronne conductrice; la résistance NRN_1 sera par suite $\frac{R}{N}$ et celle de NPN_1 $R\left(\frac{n-1}{n}\right)$.

Soit $+i$ l'intensité du courant de convection; l'intensité de la conduction en N_1RN sera évidemment :

$$i_1 = -i\left(\frac{n-1}{n}\right).$$

Le champ magnétique, à une distance au-dessus de R grande par rapport à la distance e, sera dû à la différence entre i et i_1, c'est-à-dire à :

$$i\left(1 - \frac{n-1}{n}\right) = +\frac{i}{n}.$$

On verrait de même que, au-dessus de P, on aurait un champ proportionnel à $-\frac{i}{n}$.

Ainsi un système astatique placé au-dessus de P ou de N devra montrer des effets magnétiques égaux et de sens contraire.

Rowland avait essayé cette expérience; mais la petitesse des effets attendus ne lui avait pas permis de les observer avec netteté.

Nous l'avons reprise, en donnant à $\frac{1}{n}$ la valeur $\frac{1}{2}$. La couronne conductrice mobile était constituée par une dorure de 5 centimètres de large, et d'un rayon moyen de 145 millimètres, dorure faite sur un disque d'ébonite.

L'intensité calculée pour la convection atteignait 4×10^{-5} ampères. Les déviations d'un système astatique placé au-dessus de la région P ont été dans le sens prévu et en accord quantitatif suffisant avec le calcul; cet accord n'est susceptible que de l'approximation habituelle dans ces expériences, c'est-à-dire 10 à 15 0/0.

Mais, en modifiant un peu l'expérience, nous avons pu mesurer directement et avec une grande précision l'intensité de la convection.

En effet, si nous interposons entre les points N et N_1 un galvanomètre dont la résistance soit du même ordre que celle des parties NRN_1 ou NPN_1 de la dorure, nous aurons dans ce galvanomètre une déviation, qui sera très facilement mesurable, puisque nous avons vu qu'elle sera une fraction notable de la convection, c'est-à-dire, dans cette expérience, de l'ordre de 10^{-5} ampères.

D'ailleurs on peut faire avec des feuilles d'or collées sur l'ébonite des dorures très minces, présentant une résistance de 4 à 6 ohms par centimètre carré. Sur notre disque, la résistance d'une moitié de la couronne, de 5 centimètres de large, était de 6 ohms.

Nous avons, d'autre part, employé un galvanomètre à cadre dont un circuit présente une résistance de 4, ohms 38 et est sensible à 10^{-7} ampères.

On voit que, pour une convection de 4×10^{-5} ampères, la dérivation qui traversera le galvanomètre sera de l'ordre de $2,2 \times 10^{-5}$ ampères, et les déviations résultantes seront d'environ 220 millimètres, c'est-à-dire susceptibles d'être mesurées avec une grande précision.

Dans une première expérience, nous avons placé deux balais métalliques fixes frottant contre la couronne mobile au niveau de N et N_1.

Mais les frottements du disque non chargé contre ces balais suffisaient à produire des déviations de près de 100 millimètres. D'autre part, la dorure était rapidement arrachée, la résistance augmentait très vite, et tout ce que ce procédé a permis d'obtenir est un résultat qualitatif grossier.

Mais nous avons pu réaliser des mesures précises en modifiant encore un peu l'expérience, de manière à utiliser des contacts très simples et excellents, dont voici le principe :

Aux extrémités A, A de l'axe mobile avec lequel on veut prendre contact (*fig.* 4), on dispose deux fils a, a de cuivre rouge ou de platine convenablement isolés et coïncidant exactement avec l'axe de rotation ; cette coïncidence s'obtient du reste très simplement en mettant l'axe en rotation rapide, et étirant alors légèrement entre les doigts le fil, qui doit être recuit au préalable.

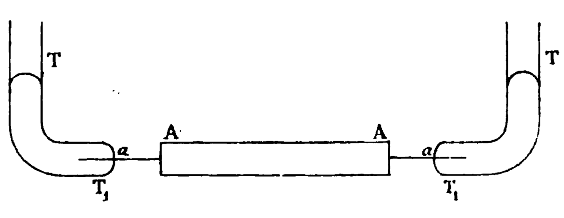


Fig. 4.

D'autre part, on dispose deux tubes de verre tels que T, T_1, recourbés et effilés en T_1, de façon à présenter un orifice de diamètre un peu supérieur à celui du fil aa. On place ces tubes de façon que les fils a, a tournent dans l'orifice T_1 sans toucher. Si alors on introduit du mercure, celui-ci ne coulera pas, par suite de la petitesse des orifices en T_1, et d'ailleurs on pourra régler facilement la pression du contact en faisant varier le niveau du mercure en T.

Si les fils a sont petits, on peut se contenter de tubes de verre droits qu'on remplit de mercure et qu'on ferme d'un côté.

Dans tous les cas, on obtient, par ce procédé, des contacts qui ne présentent aucun accroissement sensible de résistance entre le repos et le mouvement.

Nous avons, par exemple, mesuré la résistance de la dorure du disque mobile d'abord au repos, puis en mouvement. Nous n'avons trouvé, en prolongeant les mesures pendant une heure, aucune autre

variation que celle due à l'échauffement des bobines du pont de Wheatstone et qui atteignait quelques centièmes d'ohm.

Ceci posé, reprenons notre dorure OM (*fig.* 3) et fixons sur elle, en deux points C, D diamétralement opposés, deux contacts que nous ferons aboutir, d'autre part, aux fils *a*, *a* fixés sur l'axe, et communiquant avec le galvanomètre de mesure.

Si nous faisons tourner OM_1 et que nous chargions SS_1, nous allons avoir dans la dorure mobile des conductions distribuées comme il a été dit. On voit que, dans les deux demi-couronnes limitées par les contacts C et D, on aura alternativement des courants égaux et de sens contraires, dont la période sera égale à la vitesse de rotation du disque. Dans le galvanomètre en dérivation sur CD, on n'aura donc aucun courant. Mais disposons sur le circuit de ce galvanomètre un interrupteur actionné par un excentrique placé sur l'axe AA lui-même, et disposé de façon à fermer le circuit pendant une demi-période seulement.

Si cette période coïncide avec celle pendant laquelle le diamètre CD tournera de 180° à partir de la position perpendiculaire à XY, la différence de potentiel entre les points C et D passera, pendant cet intervalle, de 0 à 0 avec un maximum au moment où CD est parallèle à XY.

On aura donc un courant au galvanomètre. Si on décale l'excentrique de 90°, on voit qu'on n'aura plus de courant, parce qu'alors la différence de potentiel entre C et D passe, pendant la demi-période que dure le contact, de la valeur $-e$ à la valeur $+e$.

Entre ces deux positions on pourra avoir toutes les valeurs intermédiaires. Nous avons effectué, dans ces conditions, des mesures qui nous ont donné un accord à 2 0/0 près avec le calcul; résultat très satisfaisant, si on songe aux approximations nombreuses qu'on est obligé de faire dans les calculs, dont les constantes (densité superficielle électrostatique, résistances relatives des différentes parties du circuit, vitesse de rotation) ne peuvent être connues avec une approximation bien grande.

Ces résultats nous permettent donc de conclure qu'*une surface métallique chargée, mobile dans son propre plan en présence de surfaces métalliques parallèles fixes, entraîne sa charge avec elle.*

Expériences avec des disques à secteurs. Forme courants ouverts. — Ayant ainsi résolu par l'affirmative la question de l'existence d'un effet magnétique produit par la rotation de disques continus char-

gés, et vérifié directement l'entraînement de la charge, nous sommes revenus aux expériences faites avec des disques à secteurs.

Dans le courant de l'année dernière, Crémieu[1] avait obtenu, avec des disques à secteurs isolés, des effets magnétiques très irréguliers et sans rapport quantitatif avec les débits qui, dans ces expériences, étaient directement mesurés.

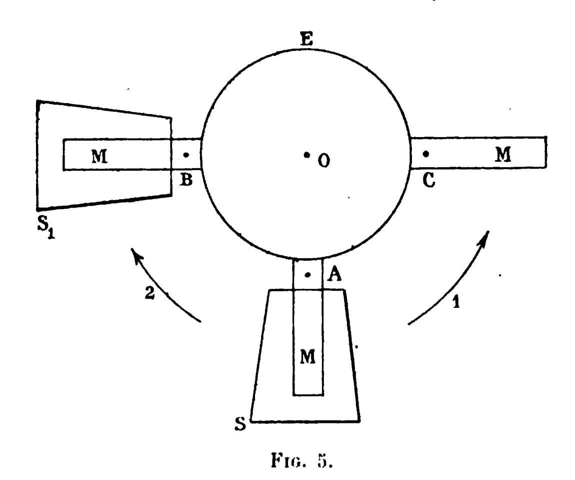


Fig. 5.

L'appareil se compose d'une couronne d'ébonite (*fig.* 5) de 24 centimètres de diamètre portant 18 secteurs de micanite de 13 centimètres de longueur, séparés les uns des autres par 2 centimètres d'air. Ces systèmes étaient dorés sur une largeur de 5 centimètres à partir de leur périphérie.

Les secteurs mobiles M passent entre deux secteurs fixes S chargés, et touchent en même temps un balai A relié au sol; ils se chargent donc par influence; puis ils abandonnent le balai A, sortent du condensateur formé par le secteur S et viennent passer sous le système astatique. Ils rencontrent ensuite un second balai B relié au sol, sur lequel ils se déchargent. En plaçant un galvanomètre entre A et B et le sol, on peut mesurer le courant de charge et celui de décharge.

Certains phénomènes, observés d'abord par Crémieu[1] sur les diélectriques solides, et sur lesquels nous reviendrons plus loin, nous ont amenés, dans nos essais en commun, à employer des secteurs de

(1) Crémieu, *C. R.*, t. CXXXVI, p. 27; 1902; — et *J. de Phys.*, *loc. cit.*

micanite entièrement dorés de façon à éliminer toute action des charges qui pénètrent dans la micanite nue.

D'autre part, il est nécessaire de protéger le tube métallique qui contient le système astatique contre les aigrettes qui jailliraient entre ce tube relié au sol et les secteurs mobiles qui sont à un très haut potentiel.

Pour cela, Crémieu employait un tube de mica paraffiné directement fixé sur le tube métallique. Ce dispositif a deux inconvénients : 1° la largeur du fond du tube étant faible relativement à celle des secteurs mobiles, il en résulte, au moment où ces secteurs arrivent sous le tube, un accroissement considérable de la capacité pour les points du secteur mobile en regard, et par suite un afflux de la charge en ce point, avec courants de conduction distribués d'une façon qu'il est bien difficile de connaître, et qui peut agir sur le système astatique ;

2° Par suite des phénomènes présentés par le diélectrique et sur lesquels nous reviendrons, le mica protecteur du tube est soumis à de fortes pénétrations de charges, d'où résultent des perturbations considérables.

Pour éviter ces inconvénients, nous avons laissé le tube nu, mais nous avons interposé, entre lui et les secteurs mobiles, une large lame d'ébonite paraffinée qui ne touchait ni le tube, ni les secteurs.

Dans ces conditions, le passage des secteurs chargés sous le système astatique a produit des déviations du système en accord qualitatif avec les effets attendus de la convection, et présentant d'ailleurs la proportionnalité voulue au potentiel de charge et à la vitesse.

Quant à l'accord quantitatif, il n'est pas très satisfaisant ; mais, dans cette forme d'expérience, on connaît trop mal la distribution électrique sur les secteurs pour pouvoir faire un calcul bien approché.

D'autre part, comme le mouvement des secteurs a lieu à l'air libre, on ne peut éliminer complètement l'action des courants d'air, il en résulte une instabilité du système astatique qui ne permet pas des lectures bien exactes.

Il restait alors à trouver la cause des résultats négatifs répétés des expériences de Crémieu.

Différence essentielle entre les expériences positives et négatives. — Une analyse approfondie des détails des expériences négatives nous

a fait voir qu'elles différaient toutes des expériences positives en ce que les dorures chargées mobiles et leurs armatures fixes, quand elles en avaient, étaient toujours recouvertes de couches minces de caoutchouc.

Crémieu s'était en effet attaché à réaliser des débits élevés. Pour y arriver, il avait rapproché autant que possible les disques tournants de leurs armatures fixes, et les couches de caoutchouc qui recouvraient les uns et les autres étaient destinées à éviter les aigrettes. *A priori* on ne pouvait prévoir aucun inconvénient résultant de la présence de ces couches; on pouvait même espérer qu'elles diminueraient les pertes et, aussi, qu'elles assureraient un meilleur entraînement de la charge; celle-ci se porte, en effet, sur la surface diélectrique en contact avec le conducteur, et les glissements en étaient rendus plus difficiles.

Malgré ces considérations, nous avons essayé d'abord de déposer des couches de caoutchouc sur les secteurs mobiles de l'expérience précédente. Nous avons aussitôt constaté une diminution considérable des effets magnétiques, sans que les débits mesurés présentent une diminution correspondante.

De plus l'allure des déviations du système astatique changeait. Nettes au début, pour les deux signes de la charge, ces déviations diminuaient rapidement et, au bout de quelques inversions, devenaient à peine visibles lorsque les secteurs mobiles étaient chargés positivement. La diminution était moindre pour les charges négatives.

D'ailleurs les débits présentent des particularités curieuses. Ils cessent d'être proportionnels aux potentiels de charge des secteurs fixes. La proportionnalité, réalisée entre 1000 et 2000 volts, cesse au delà de cette valeur; les débits sont alors plus faibles que ce qu'ils devaient être, et, à partir d'une valeur déterminée du voltage, ils restent les mêmes quand on augmente le potentiel et quelle que soit cette augmentation.

Ces faits nous ont immédiatement éclairés sur la cause des résultats négatifs. D'ailleurs, en 1900, dans la première expérience de courant ouvert qu'il avait faite, M. Crémieu avait aperçu une partie de ces phénomènes. Mais, pressé par la réalisation directe des expériences de convection, il ne s'y était pas arrêté.

Nous avons alors entrepris une étude systématique du rôle des diélectriques, étude que le temps très court dont nous disposions ne nous a malheureusement pas permis de pousser bien loin.

En premier lieu, au point de vue des effets magnétiques de la convection, nous avons vérifié les points suivants :

1° En recouvrant les disques mobiles continus de couches de caoutchouc, les effets magnétiques diminuent et présentent les dissymétries de signe observées avec les secteurs mobiles ; dans ces expériences, on ne peut que mesurer le potentiel sur les disques en mouvement et on ne trouve pas de variation corrélative du potentiel et des effets magnétiques;

2° Des couches de mica paraffiné produisent les mêmes diminutions que le caoutchouc ;

3° Dans l'expérience d'induction de M. Pender, nous avons vérifié que la présence du mica diminue les effets observés dans de notables proportions.

C'est ainsi que, dans une série d'expériences, on a observé les déviations suivantes :

Disques nus, armatures nues..............	140	millimètres
Disques recouverts de mica, armatures nues.	100	—
Disques et armatures recouverts de mica...	15	—

Ces faits montrent clairement la cause expérimentale des résultats négatifs de Crémieu. Mais ils ne l'expliquent pas, et le rôle du diélectrique semble difficile à démêler *a priori*.

Des faits observés en 1900 et aujourd'hui, il paraît possible de conclure que, lorsque les diélectriques solides ont été soumis à des pénétrations de charge importantes, ils se comportent comme s'ils supprimaient l'influence électrostatique entre les conducteurs qu'ils séparent.

D'ailleurs, pour chaque nature de diélectrique, la pénétration de charge et l'effet de suppression d'influence qui en résulte se produisent pour un voltage critique bien déterminé du conducteur chargé qui touche le diélectrique, sans que la valeur du champ semble intervenir.

Pour le mica, on a pu même déterminer avec une précision suffisante que le voltage critique est voisin de 4300 volts.

Pour le soufre, il est de 800 à 12000 volts ; supérieur à 12000 volts pour l'ébonite, le verre et la paraffine.

Dans les expériences de convection à résultats négatifs, les diélectriques ont probablement agi en empêchant la charge des surfaces métalliques qu'ils recouvraient ou, peut-être, par les charges très

importantes qui avaient pu les pénétrer. Mais ce n'est qu'une supposition, et seule une étude systématique des diélectriques pourra éclairer ce point délicat.

Étude des débits dans les expériences de courants ouverts. — Pour compléter notre travail, nous avons entrepris une étude des débits réalisés dans les expériences à forme de courants ouverts, dans le but, d'une part, de vérifier si la troisième condition fondamentale posée au début de cet article est bien réalisée ; d'autre part, pour éclairer un peu le rôle des diélectriques.

L'appareil employé (*fig.* 5) est le disque à noyau d'ébonite OE, portant 18 secteurs périphériques M. Ceux-ci viennent passer entre les secteurs fixes S et touchent en même temps un balai A ; puis, suivant le sens de la rotation, ils iront se décharger sur le balai C, ou bien d'abord passer entre les 2 secteurs supplémentaires S_1 et se décharger ensuite sur C.

Les secteurs S_1 forment avec un secteur M une capacité égale à celle formée par les secteurs S avec M. Ces secteurs S_1, reliés à un électromètre, nous permettront de voir ce qui se passe, au point de vue électrostatique, dans l'air traversé par les secteurs chargés mobiles.

Une expérience se compose donc, d'une part, de la mesure des débits de charge et de décharge ; d'autre part, de l'observation de l'électromètre relié à S_1.

Voici les résultats obtenus :

1° *Secteurs mobiles* M *nus. Secteurs* S *nus.* — *a* — Quel que soit le signe de la charge, les *débits de décharge* sont le plus souvent *supérieurs* aux débits de charge d'une quantité qui varie, mais peut atteindre $\frac{1}{7}$ de la valeur absolue de la charge.

Cette dissymétrie est plus forte quand les secteurs mobiles sont positifs. On pourrait penser que le débit de décharge en C est plus grand que le débit de charge en A, à cause d'une conductibilité directe intervenant entre les secteurs fixes et les secteurs mobiles, ce qui amènerait sur M un supplément de charge ne passant pas par le balai A. Mais cette explication ne s'accorde pas avec le montage de l'appareil, qui exclut la possibilité d'une conduction directe de S à M.

b. — Sur les secteurs S_1, on observe les particularités suivantes :

Supposons le disque en rotation dans le sens de la flèche 2, les

secteurs S_1 sont reliés à un électromètre, et tout le reste de l'appareil est au sol. Quelle que soit la durée de la rotation et sa vitesse, on ne constate aucune déviation de l'électromètre.

Si on vient alors à charger les secteurs S, les secteurs M passent chargés sous S_1. Aussitôt l'électromètre prend une brusque déviation, mais on s'aperçoit que cette déviation augmente peu à peu, d'autant plus vite que la rotation est plus rapide ; on peut ainsi atteindre, à l'électromètre, un potentiel supérieur à celui auquel on a porté les secteurs S. De plus le signe de la charge à l'électromètre est le même que sur les secteurs mobiles ; le signe de la charge sur S_1 est donc inverse, ce qui est normal.

Mais, si on arrête le disque après avoir remis S et M au sol, l'électromètre et les secteurs S_1 conservent une charge, qui est du même signe que celle que portaient les secteurs mobiles.

Tout semble donc se passer comme si la rotation des secteurs chargés s'accompagnait de la production, dans l'air environnant, d'électricité de même signe que celle qui est entraînée ; et le fait que les débits de décharge sont plus forts que les débits de charge serait en accord avec cette production apparente.

On peut rapprocher de ces observations le fait suivant : Quand on étudie la perte par l'air d'un disque chargé, on trouve que cette perte est beaucoup plus faible quand le disque est maintenu en mouvement rapide. Et ceci a été déjà observé par Matteucci, dans des conditions très nettes (1).

Pour le moment, nous signalons ces faits, sans les interpréter. Il est impossible de dire, en particulier, s'ils doivent être attribués au mouvement lui-même, ou bien aux brusques variations de champ auquel l'air se trouve soumis au moment où il est traversé par les secteurs.

D'ailleurs, nous avons essayé de placer, dans l'air qui sépare les armatures d'un disque et ce disque même, de petits balais métalliques reliés à un électromètre. Celui-ci n'amène aucune production de charge quand on fait tourner le disque chargé.

2° *Secteurs mobiles* M *nus. Secteurs fixes* S *recouverts de mica.* — On constate entre les débits de charge et de décharge la même dissymétrie que dans le cas précédent, et dans le même sens.

D'autre part, à partir d'un voltage voisin de 3000 volts aux sec-

(1) *Ann. de Chimie et de Phys.*, 3e série, t. XXVIII, p. 385.

teurs fixes, le débit de charge ne croît plus proportionnellement au voltage des secteurs inducteurs. Quand ce voltage atteint 4000 à 4500 volts, le débit semble atteindre un maximum, qu'une augmentation même très grande du voltage ne lui fait pas dépasser.

En outre, quand, après une durée de charge de quelques secondes, on remet les secteurs fixes au sol, on constate un débit persistant, qui est en sens inverse du débit immédiatement précédent, et se maintient pendant plusieurs heures, sans diminution notable.

Ces phénomènes sont d'ailleurs très irréguliers; l'ordre de grandeur des débits supplémentaires paraît dépendre des états antérieurs du mica et de la durée des expériences.

Sur la trajectoire des secteurs mobiles, on constate les mêmes phénomènes que précédemment.

3° *Secteurs mobiles et secteurs fixes recouverts de mica.* — Tant qu'on reste au-dessous de 2000 volts, on ne constate pas d'anomalie.

Au-dessus de 2000 volts, les débits de charge deviennent notablement supérieurs aux débits de décharge. La dissymétrie peut atteindre 30 0/0.

Quand on arrive au voisinage de 4500 volts, la proportionnalité des débits au voltage cesse, comme dans le cas précédent.

Il y a encore des débits supplémentaires, après remise au sol des secteurs fixes. Ces débits peuvent atteindre 50 0/0 de la valeur des débits obtenus avec les secteurs fixes chargés. Mais ils ont ceci de particulier que, pour les secteurs mobiles chargés positivement, ils sont en sens inverse des débits directs; tandis qu'ils sont dans le même sens que ces débits directs si les secteurs mobiles sont négatifs.

Des corps métalliques, placés sur la trajectoire des secteurs mobiles recouverts de mica, n'accusent *aucune charge par influence.* On constate ici, plus encore que dans le cas précédent, les irrégularités dues aux états antérieurs des diélectriques et à la durée des expériences.

Tout ceci montre combien ces phénomènes sont complexes, et qu'il faudra une très longue étude pour les tirer au clair.

Il y a certainement autre chose qu'une pénétration de charge au sens habituel de ce mot.

Ce qui le prouve plus particulièrement, c'est que, dans le 3e cas que nous avons cité, on obtient les débits supplémentaires seulement lorsque les deux balais A et C sont en contact avec les secteurs. Si on supprime l'un des balais, on n'a plus de débit supplémentaire.

Si on avait une pénétration de charge, celle-ci se restituerait peu à peu à travers le balai maintenu, sans que la présence de l'autre fût nécessaire.

Il nous semblerait plutôt que le mécanisme de ces débits supplémentaires est analogue à celui de l'électrophore; le mica de nos secteurs aurait été, en quelque sorte, électrolysé.

Il est essentiel, en tous cas, au point de vue des théories actuelles, de savoir pourquoi le diélectrique diminue ou supprime l'effet magnétique et sous quelle forme les charges se trouvent, après pénétration dans la masse du diélectrique.

Conclusions. — Quoi qu'il en soit, tout ce qu'on peut dire pour le moment de ces phénomènes accessoires, c'est qu'ils ne permettent pas d'affirmer d'une manière complète que la troisième condition fondamentale d'une expérience de convection correcte se trouve exactement remplie.

Mais il est légitime de tirer les conclusions suivantes :

1° Un disque métallique continu chargé, tournant dans son propre plan en face d'armatures fixes, entraîne sa charge avec lui ;

2° L'entraînement de cette charge produit un champ magnétique dans le sens prévu pour l'effet de la convection électrique et d'accord à 10 0/0 près avec le calcul ;

3° Des secteurs chargés, isolés et mobiles dans leur plan, sans interposition d'aucune armature fixe, produisent des effets magnétiques dans le sens et de l'ordre de grandeur prévus pour la convection électrique.

Il ne nous appartient pas de dire si ces effets magnétiques sont bien réellement ceux prévus pour une convection d'électricité dans le sens où Faraday et Maxwell entendaient cette expression, ni de décider s'ils sont d'accord avec les hypothèses fondamentales des théories actuelles.

———

SUR LA CONVECTION ÉLECTRIQUE ;

Par M. N. VASILESCO-KARPEN [1].

I. — Lorsque je commençai les recherches sur l'effet magnétique des charges électriques en mouvement, on n'était pas encore d'accord sur l'existence de cet effet. Ce qui contribuait surtout à maintenir le doute, c'était l'extrême petitesse du phénomène, relativement aux effets secondaires et aux causes perturbatrices étrangères aux expériences destinées à le mettre en évidence.

Les appareils employés, portés à leur maximum de sensibilité, étaient, par cela même, très peu stables, et les expériences ne pouvaient être tentées que pendant des périodes de très grande tranquillité.

Je me suis proposé d'obtenir un effet beaucoup plus considérable que ceux obtenus précédemment et capable d'être mis en évidence par des appareils peu sensibles et, par conséquent, aussi stables que possible.

Principe de la méthode. — On mesure le courant de conduction, induit dans un système oscillant approprié par un courant de convection alternatif.

Dispositif expérimental. — Un disque d'ébonite D (*fig.* 1), métallisé sur ses deux faces, tourne autour de son axe, entre deux armatures métalliques A. Le disque d'un côté, les armatures de l'autre, sont reliés au secondaire d'un transformateur à haut potentiel T [2], dont le primaire est alimenté par le secteur de la rive gauche.

Les armatures A sont, en outre, mises à la terre.

Le disque prend, dans ces conditions, une charge alternative et, en tournant, produit un courant de convection alternatif. Soit i son intensité efficace.

Si ce courant de convection i donne naissance au même champ magnétique qu'un courant de conduction équivalent, il devra induire dans un système oscillant formé de deux bobines B, montées en série avec le condensateur C, un courant alternatif I, lequel, redressé par

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique: Séance de Pâques, 18 avril 1903.

[2] Ce transformateur est une bobine de Ruhmkorff dont le circuit magnétique a été fermé pour réduire le courant magnétisant.

le commutateur synchrone R, pourra être mesuré par le galvanomètre G.

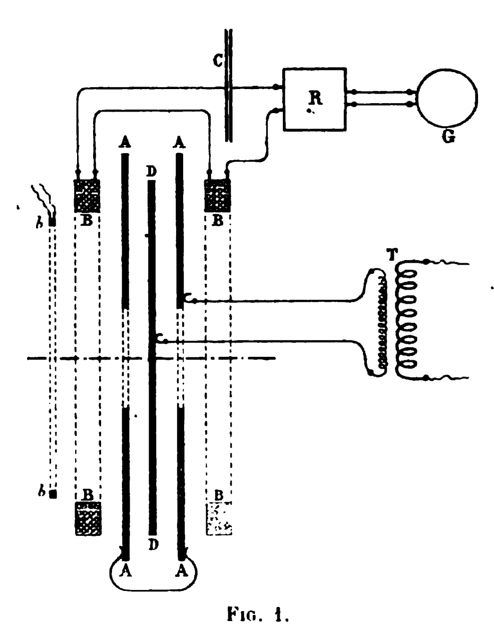


Fig. 1.

Lorsque la période du système oscillant est égale à celle du courant inducteur i, le courant induit est maximum ; son intensité efficace est alors :

$$I = \frac{M\omega}{R + R'} i, \tag{1}$$

où M est le coefficient d'induction mutuelle du courant de convection i et des bobines B, ω la pulsation, R et R' les résistances des bobines B et du galvanomètre G.

L'expérience consistera donc dans la vérification de la formule précédente.

Mesure de i. — Si l'on appelle Q la charge efficace du disque, N le nombre de tours par seconde, le courant de convection produit par la rotation du disque est :

$$i = QN.$$

Pour avoir Q, on pourrait mesurer la capacité et le potentiel du condensateur formé par le disque et ses armatures ; il est préférable

de mesurer directement le courant de charge i_c de ce condensateur; il est facile d'établir que l'on a :

$$Q = \frac{i_c}{\omega};$$

portant cette valeur de Q dans la formule précédente, on a :

$$i = \frac{N}{\omega} i_c.$$

Mesure du coefficient $K = \frac{M\omega}{R + R'}$. — Ce coefficient a été calculé, il a été aussi mesuré directement de la façon suivante : Le disque fut remplacé par une planchette sur laquelle se trouvaient fixées une série de spires concentriques, reliées en série et dont l'écartement était inversement proportionnel aux rayons. En lançant dans ces spires un courant alternatif de pulsation ω, on obtenait une nappe de courants de conduction d'intensité connue i', dont la distribution et la position par rapport aux bobines B étaient très voisines de celles des courants de convection produits par la rotation du disque. En mesurant le courant induit I' dans les bobines B, on avait :

$$K = \frac{M\omega}{R + R'} = \frac{I'}{i'} \text{ [1]}.$$

La formule (1) devient donc :

$$I = K \frac{N}{\omega} i_c.$$

Les courants i_c et I ont même phase ; j'ai pris aussi pour i' un courant de même phase ; mais I' est en quadrature avec les trois précédents.

Tous ces courants ont été mesurés à l'aide du même galvanomètre convenablement shunté et du même commutateur ; ce dernier était pourvu d'un dispositif lui permettant de redresser un courant alternatif de phase quelconque.

Les courants i_c, i', I' étant relativement intenses, leur mesure se

---

[1] En réalité, cette détermination était plus indirecte ; elle se faisait par l'intermédiaire de la bobine *b*, invariablement liée aux bobines B. Les spires remplaçant le disque étaient d'abord comparées à la bobine *b*.

fait très exactement et sans aucune difficulté ; par contre, la mesure de I est assez délicate, non seulement à cause de sa faible intensité, mais surtout à cause des courants induits dans les bobines B par des champs magnétiques autres que celui dû aux courants de convection.

Dispositions prises pour avoir un maximum d'effet. — L'emploi du courant alternatif et du circuit oscillant m'a permis d'augmenter dans de fortes proportions le courant I.

La formule (1) montre qu'il y a avantage à augmenter le diamètre du disque, car, pour une même vitesse périphérique, M, i et la quantité de cuivre induit qu'on peut utilement placer augmentent avec le diamètre. On voit aussi que l'effet attendu est proportionnel à la fréquence.

Je me suis arrêté aux dimensions et données suivantes :

Diamètre du disque tournant..................	80 centimètres
Distance entre le disque et ses armatures......	15 mill. env.
Nombre de spires des bobines B...............	1600
Diamètre moyen............................	72 centimètres
Résistance totale............................	60 ohms

Fréquence des courants employés, 42 vibrations par seconde :

$$(\omega = 2\pi \times 42 = 260).$$

Le diamètre des bobines induites B a été choisi de façon que M soit maximum, le diamètre du fil est tel que leur résistance soit égale à celle du galvanomètre.

La capacité du condensateur C correspondant à l'accord est d'environ 5 microfarads.

Le galvanomètre est à cadre mobile (Deprez-d'Arsonval) ; il comporte deux circuits : le circuit servant à la mesure a 60 ohms de résistance ; le deuxième circuit est fermé sur lui-même pour donner plus de stabilité à l'appareil ; dans le même but, le moment d'inertie du cadre a été augmenté par l'adjonction de deux boules de laiton. Ce galvanomètre donne une déviation de 1 millimètre, sur une échelle placée à 2 mètres, pour un courant de $2{,}5 \times 10^{-9}$ ampères.

Phénomènes secondaires. — Ce sont les phénomènes d'induction électrostatique et électrodynamique sur les bobines B et sur le circuit reliant ces bobines au galvanomètre. Ces effets étant beaucoup plus considérables que l'effet cherché, il a fallu les éliminer avec le plus grand soin.

On se met complètement à l'abri de l'induction électrostatique en plaçant les bobines B et les fils de connexion dans un écran électrostatique parfait, formé de papier d'étain, soigneusement mis à la terre.

En ce qui concerne les effets d'induction magnétique, il est à remarquer que le système oscillant ne renforce que les courants ayant la période du système ; d'un autre côté, le système formé par le commutateur et le galvanomètre n'est sensible qu'aux mêmes courants, ou plutôt à la composante de ces courants en phase avec le commutateur.

Il en résulte que la création de champs très intenses au voisinage des bobines B, comme ceux produits par la mise en marche des dynamos, leur changement de vitesse ou de sens de rotation, laissent le galvanomètre parfaitement tranquille. Il en est de même des courants de fréquence double, induits par l'induit du petit moteur synchrone actionnant le commutateur. Le courant de charge i_c n'influence pas non plus le galvanomètre, quoique très voisin des bobines B, le courant qu'il y induit étant en quadrature avec le commutateur.

Les effets secondaires les plus puissants étaient dus aux courants alimentant le transformateur T et le moteur synchrone du commutateur R.

Non seulement ces effets sont considérables, mais leurs variations mêmes sont de l'ordre de grandeur de l'effet cherché ; je les ai éliminés en annulant les coefficients d'induction mutuelle des divers circuits et des bobines B.

A cet effet, chaque circuit parcouru par des courants alternatifs comportait une partie mobile qu'on déplaçait jusqu'à l'annulation complète du coefficient d'induction respectif.

Enfin les vibrations mécanique des bobines B, dues au mouvement du disque, étaient évitées en séparant complètement la suspension du disque de celle des bobines.

Marche d'une expérience. — Le disque étant au repos, on met le commutateur en mouvement, et, s'il y a un déplacement du spot, on le ramène au zéro en agissant sur la partie mobile du circuit alimentant le commutateur. On procède de même avec les circuits alimentant le transformateur T. A ce moment, le spot étant tranquille, on constate que, si l'on change le sens du courant dans le transformateur T, et, par conséquent, le sens d'électrisation du

disque (décalage à 180°), le spot reste immobile. Cela prouve que les coefficients d'induction mutuelle ont été annulés.

On met alors le disque en mouvement tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, et l'on constate les déplacements du spot tantôt à droite, tantôt à gauche du zéro ; on vérifie que ces déplacements se font en sens inverse quand le sens d'électrisation du disque est changé, et que le spot reste tranquille si l'on fait tourner le disque sans le charger.

On constate les mêmes déplacements à partir du zéro, si, laissant constante la vitesse, on change le sens d'électrisation du disque.

Mesures quantitatives. — J'ai toujours procédé de la façon suivante : Après un réglage approximatif des appareils — un réglage exact étant superflu — on met le disque électrisé en mouvement et l'on note la position du spot ; on renverse alors le sens de rotation du disque et l'on observe le déplacement du spot à partir de la position précédente. On répète cette opération plusieurs fois, chaque observation demandant environ 30 secondes. Pour plusieurs raisons qu'il serait trop long d'exposer ici, c'est la seule façon correcte d'opérer. On avait ainsi le courant I.

Immédiatement après, on mesurait le courant de charge i_c, en shuntant le galvanomètre, le réglage du commutateur restant le même, puisque ces deux courants sont en phase.

Ces deux courants I et i_c étant ainsi mesurés, on pouvait vérifier la formule (1) ou calculer la valeur de v.

Résultats obtenus. — Disque d'ébonite couvert d'une couche continue de papier d'étain de 1/40 de millimètre d'épaisseur. Armatures continues en papier d'étain de même épaisseur. La vitesse de rotation du disque a varié de 300 à 850 tours par minute. Le potentiel de charge a varié approximativement de 1000 à 8000 volts (apparition des effluves). Le déplacement maximum du spot, observé dans de bonnes conditions, a été de 60 millimètres sur échelle placée à 2 mètres.

Les résultats obtenus dans ces conditions peuvent être divisés en deux catégories.

1° *Vérification de la proportionnalité de l'effet magnétique avec la vitesse et la charge du disque.* — Cette vérification n'exige pas d'étalonnage, elle dépend de la fixité du zéro du galvanomètre pendant une mesure ; grâce aux moyens indiqués plus haut, cette fixité est devenue très satisfaisante ; cette vérification dépend aussi de la vi-

tesse du disque et du courant de charge i_c, qui peuvent être mesurés très exactement. Il en résulte que cette vérification a pu être faite avec une approximation de moins de 5 0/0.

2° *Mesure du coefficient de proportionnalité de l'effet magnétique avec la vitesse et la charge du disque.* — Cette mesure, ou, ce qui revient au même, la mesure de v, exige l'étalonnage préalable de l'appareil avec un courant de conduction, comme il a été indiqué plus haut; elle comporte moins de précision, à cause surtout du défaut de symétrie du commutateur; en effet, les valeurs trouvées pour v ont varié de $2{,}55 \times 10^{10}$ à $3{,}1 \times 10^{10}$, suivant la phase et la tension du courant employé pour l'étalonnage. Ce sont là des écarts auxquels il fallait s'attendre, étant donnée l'imperfection des appareils.

II. — *Rôle des diélectriques.* — Pour vérifier si la présence des diélectriques, soit sur le disque, soit sur les armatures, pouvait avoir une influence sur l'effet magnétique, j'ai répété l'expérience décrite plus haut dans les conditions suivantes :

1° Disque nu, armatures nues;

2° Disque nu, armatures couvertes d'une lame de verre de 4 millimètres d'épaisseur;

3° Disque couvert d'une couche très mince de caoutchouc et d'une couche de gomme laque, armatures nues;

4° Disque comme au 3°, armatures comme au 2°.

Le courant de charge et la vitesse étant les mêmes dans ces quatre séries d'expériences, l'effet magnétique fut le même, aux erreurs d'expérience près (moins de 5 0/0).

Il faut en conclure que, à ce point de vue aussi, l'effet magnétique d'un courant de convection est identique à celui d'un courant de conduction équivalent, c'est-à-dire qu'il est indépendant de la présence des diélectriques [1].

Je n'aurais pas eu l'idée de faire cette vérification en ce qui concerne les couches très minces de diélectrique, si MM. Crémieu et Pender n'avaient annoncé dernièrement des résultats opposés; ils ont constaté que, si on recouvre les disques et les armatures de couches minces de caoutchouc ou de mica paraffiné, les effets magnétiques diminuaient ou disparaissaient complètement.

[1] On sait que, sur le diélectrique qui couvre le disque, il se forme deux couches d'électricité de densités égales et de signes contraires; mais l'effet magnétique de ces deux couches entraînées par le disque est pratiquement nul, si l'épaisseur du diélectrique est très faible.

III. — *Sur l'entraînement de la charge par les conducteurs.* — L'expérience prouve qu'une sphère métallique électrisée en mouvement entraîne sa charge avec elle ; il suffit de constater électrostatiquement que cette charge est la même avant et après le déplacement. Dans ce cas, nous sommes autorisés à dire que la charge électrique se déplace avec la vitesse de la sphère.

Considérons maintenant le cas d'un disque métallique électrisé tournant autour de son centre dans son propre plan. La charge est-elle encore entraînée ? Remarquons que, si nous nous en tenons à la définition électrostatique de la charge, cette question n'a plus le sens précis qu'elle avait dans le cas de la sphère ; la réponse, affirmative ou négative, n'entraîne aucune conséquence électrostatique mesurable.

La question semble, au contraire, pouvoir être résolue si l'on définit la charge en mouvement par son effet magnétique ; il suffira de mesurer cet effet ou plutôt de le comparer à celui produit par la même charge, lorsque nous sommes sûrs de son entraînement.

Voici les expériences faites à ce sujet avec le dispositif décrit (I) :

1°
- *a.* — Disque d'ébonite couvert de secteurs en papier d'étain, isolés les uns des autres et mis en communication avec la source d'électricité par l'intermédiaire de très grandes résistances liquides.
- *b.* — Même dispositif, les résistances liquides étant supprimées.
- *c.* — Même disque couvert de papier d'étain continu de 1/40 de millimètre d'épaisseur.

  Les autres conditions étant identiques, les déviations ont varié, dans chacune de ces trois séries, entre 55 et 60 millimètres. La vitesse du disque était de 850 tours par minute.

2°
- *d.* — Disque d'aluminium de $1^{mm},2$ d'épaisseur.
- *e.* — Même disque, couvert d'abord de papier isolant, par-dessus lequel ont été collés des secteurs en papier d'étain, entraînant complètement la charge.

  Les autres conditions étant identiques, les déviations ont varié, dans chacune de ces deux séries, entre 29 et 32 millimètres. La vitesse du disque était de 650 tours par minute.

3°
- *f.* — Disque d'aluminium de 4 millimètres d'épaisseur.
- *g.* — Même disque, couvert d'abord de papier isolant, par-dessus lequel ont été collés des secteurs en papier d'étain, entraînant complètement la charge.

  Les autres conditions étant identiques, les déviations ont varié, dans chacune de ces deux séries, entre 21 et 24 millimètres. La vitesse du disque était de 1400 tours par minute.

Dans chacune de ces 3 catégories d'expériences, la charge du

disque était la même, elle a légèrement varié d'une catégorie à l'autre.

Dans les séries *a*, *d*, *f*, nous sommes sûr de l'entraînement de la charge, car celle-ci est portée par des secteurs isolés les uns des autres ; dans les autres séries, elle pourrait, au contraire, n'être que partiellement entraînée. Or, comme on le voit, aux erreurs d'expérience près, les choses se passent comme si la charge était complètement entraînée, quelle que soit la nature du disque.

Remarquons qu'on s'exposerait à une grossière méprise en comparant, à ce point de vue, les résultats obtenus avec un disque d'ébonite couvert de secteurs à ceux obtenus avec les disques métalliques. Le disque d'aluminium de $1^{mm},2$ d'épaisseur réduit bien les déviations à la moitié environ de ce qu'elles seraient avec un disque d'ébonite, et le disque de 4 millimètres au quart ; seulement ces différences ne proviennent nullement de l'entraînement plus ou moins complet de la charge, mais du fait que les disques métalliques forment des écrans ou amortisseurs électromagnétiques puissants.

Rôle des armatures. — Dans toutes ces expériences, le disque tourne entre deux armatures qui portent une charge égale et de signe contraire à celle du disque, et l'on s'est demandé si cette charge ne tournerait pas elle aussi, détruisant de cette façon l'effet magnétique produit par la charge du disque. Les valeurs trouvées pour v prouveraient qu'il n'en est pas ainsi ; d'ailleurs j'ai employé tantôt des armatures continues en papier d'étain, tantôt des secteurs isolés, sans observer aucune différence ; il y en aurait une si les armatures avaient une épaisseur notable, car alors elles formeraient écran électromagnétique.

IV. — Les résultats obtenus avec les disques métalliques peuvent être interprétés théoriquement.

Le mécanisme de l'expérience est le suivant : Le courant de convection produit par la rotation du disque chargé donne naissance à un flux magnétique alternatif qui, à son tour, induit des courants, d'une part dans les bobines B, d'autre part dans le disque lui-même. M. Lippmann a démontré (1) que ce flux variable doit provoquer une force pondéromotrice tendant à s'opposer au mouvement du disque. On admet aujourd'hui que cette variation de flux produit un véritable

(1) *C. R.*, t. LXXXIX, p. 151.

champ électrostatique ; c'est ce champ qui crée les courants induits et la force pondéromotrice par son action sur la charge du disque.

Considérons d'abord le cas du disque métallique nu. Soient $+q$ et $-q$ les charges contenues normalement à l'intérieur du disque ; lorsque le disque est électrisé, les charges sont :

$$+\left(q+\frac{Q}{2}\right) \text{ et } -\left(q-\frac{Q}{2}\right).$$

Soient N la vitesse du disque en tours par seconde, N' et — N' les vitesses des charges positives et négatives par rapport au disque. Le courant dû à la charge positive est $\left(q+\frac{Q}{2}\right)(N+N')$; le courant dû à la charge négative est $-\left(q-\frac{Q}{2}\right)(N-N')$. Le courant total sera donc :

$$i_1 = QN + 2qN'.$$

Le courant de conduction, dû au mouvement relatif des charges par rapport au disque, est $i' = 2qN'$, et, si l'on pose $i = QN$, on a :

$$(2) \qquad i_1 = i + i'.$$

Soient I le courant induit dans les bobines B, L et ρ le coefficient de self-induction et la résistance du disque, M le coefficient d'induction mutuelle du disque et des bobines B, R la résistance de ces bobines. Nous aurons entre les courants i', i_1, i, les relations :

$$(3) \qquad L\frac{di_1}{dt} + M\frac{dI}{dt} + \rho i' = 0$$

$$(4) \qquad M\frac{di_1}{dt} + RI = 0,$$

qui, ajoutées à (2), suffiront pour déterminer I et i'.

Considérons maintenant le cas du disque métallique couvert d'abord de papier isolant, sur lequel se trouvent collés des secteurs de papier d'étain entraînant complètement la charge. En procédant comme plus haut, on obtient exactement les mêmes équations entre les mêmes quantités. Ainsi la théorie prévoit, pour le courant I induit, exactement la même valeur, que la charge soit complètement entraînée ou qu'elle glisse sur le disque avec une vitesse N'. Le glissement N', inversement proportionnel à la quantité d'électricité

$2q$ qui se trouve à l'état neutre à l'intérieur du disque, n'est pas accessible à l'expérience ; que ce glissement soit voisin de N, très petit ou nul, le champ magnétique créé par la rotation du disque chargé reste le même.

L'expérience confirme, aux erreurs près, les prévisions de cette théorie qui peut être résumée de la façon suivante :

La charge d'un disque électrisé, tournant autour de son axe n'est soumise que : d'un côté, aux forces de frottement dues au déplacement de la charge par rapport à la matière ; de l'autre, aux forces dues au champ électrique total d'origine, tant électrostatique qu'électrodynamique ; ces dernières se réduisent aux forces d'inertie électromagnétique, si le disque n'est soumis qu'au champ électrostatique et à la variation de flux magnétique provenant de sa propre charge. Lorsque les forces d'inertie électromagnétique sont nulles, l'entraînement est complet.

Les équations (3) et (4) peuvent être facilement intégrées si l'on suppose la charge Q sinusoïdale. Les valeurs de I ainsi calculées coïncident autant qu'on pouvait l'espérer avec les résultats donnés par l'expérience.

V. — *Conclusions*. — Les nombreuses séries d'expériences que j'ai faites dans des conditions très différentes ont montré sans aucune exception que l'effet magnétique d'un courant de convection est identique, aux erreurs d'expérience près, à l'effet magnétique d'un courant de conduction équivalent.

Dans mes expériences, la présence des diélectriques est sans aucune influence ;

La présence des conducteurs produit des effets identiques dans les deux cas.

J'ai résumé plus haut les résultats relatifs à l'entraînement de la charge.

NOTE SUR LA THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ ;

Par M. A. LIÉNARD.

Le problème fondamental de la théorie cinétique des gaz peut s'énoncer comme il suit :

Représentons les composantes des vitesses de chaque molécule

par les coordonnées d'un point, dit point de vitesse. Parmi les molécules gazeuses comprises dans l'unité de volume, celles dont le point de vitesse est à l'intérieur d'un élément de volume $d\omega$ seront en nombre proportionnel à $d\omega$, soit $fd\omega$. Comment f varie-t-il avec le temps, en supposant connues ses valeurs à une époque initiale?

Reportons-nous à la solution de ce problème telle qu'elle est exposée par Boltzmann [1].

Nous supposerons, pour simplifier, qu'il n'y a qu'une seule espèce de molécules, qu'aucune force extérieure n'agit sur elles et que le gaz se trouve à l'origine et reste par la suite dans des conditions identiques en tous les points, de telle sorte que la répartition des vitesses n'est modifiée que par les chocs des molécules et nullement par la diffusion résultant de leur mouvement de translation. f ne dépendra donc que du temps et des coordonnées ξ, η, ζ de l'élément $d\omega$.

La méthode de calcul employée consiste à chercher la relation entre les valeurs de f aux temps t et $t + dt$, autrement dit la relation entre f et $f + df$, ou encore entre f et $\frac{df}{dt}$. On aura ainsi l'équation différentielle du problème.

Le nombre $fd\omega$ varie pour deux causes :

1° Un certain nombre n_1 de molécules ayant la vitesse

$$\overline{U} = \overline{\xi} + \overline{\eta} + \overline{\zeta} \text{ [2]}$$

vont rencontrer d'autres molécules et changer de vitesse. Il en résultera pour $fd\omega$ une diminution précisément égale à n_1.

2° Il arrivera au contraire que, dans le choc de deux molécules ayant respectivement les vitesses U' et U'_1, une d'elles prenne la vitesse U. Si le fait se produit n_2 fois, telle sera l'augmentation correspondante de $fd\omega$.

On est ainsi conduit à rechercher les nombres n_1 et n_2 des chocs de chaque espèce qui se produisent par unité de volume dans l'intervalle de temps de t à $t + dt$.

Le calcul de n_1 est très simple. Le nombre de chocs contre des

---

(1) BOLTZMANN, *Leçons sur la théorie des gaz*, traduites par Gallotti, ch. I, § 3 et 4.

(2) Pour abréger, nous dirons souvent : « molécules ayant la vitesse U », au lieu de : « molécules dont le point de vitesse est à l'intérieur de l'élément de volume $d\omega$ ».

molécules d'une vitesse déterminée U_1 est proportionnel au coefficient f_1 relatif à cette vitesse et au volume traversé dans le mouvement relatif des molécules U et U_1, par les sphères d'action de ces molécules. Tous calculs fait, ce nombre est :

$$\pi s^2 g dt f d\omega f_1 d\omega_1,$$

s étant le rayon de la sphère d'action et g la vitesse relative. Intégrant par rapport à $d\omega_1$, il vient :

$$n_1 = f d\omega dt \int \pi s^2 g f_1 d\omega_1,$$

d'où il résulte, dans l'expression de $\frac{\partial f}{\partial t}$, un premier terme *négatif :*

$$-\int f f_1 \pi s^2 g d\omega_1.$$

Quant à n_2, son calcul est plus laborieux, et, sans le reproduiré, nous désignerons simplement par $+ \alpha$ le terme *positif* qu'il donne pour $\frac{\partial f}{\partial t}$.

Recommençons maintenant tous nos raisonnements, mais en considérant l'intervalle de temps de $t - dt$ à t. Cette fois, c'est le nombre n'_2 de chocs ayant produit une vitesse U qu'il est facile d'évaluer.

Si une molécule, de l'instant $t - dt$ à l'instant t, a acquis par choc la vitesse U, nous devons, en remontant sa trajectoire et celles des autres molécules, trouver qu'il y a eu rencontre. Nous sommes ainsi conduits à faire les mêmes calculs que nous avons faits précédemment pour avoir n_1, et il en résultera pour l'expression de $\frac{\partial f}{\partial t}$ un terme positif :

$$+\int f f_1 \pi s^2 g d\omega_1.$$

De même, toute molécule ayant à l'époque $t - dt$ la vitesse U et ne l'ayant plus à l'époque t, a dû changer de vitesse par suite d'un choc, et, en remontant comme tout à l'heure les trajectoires de t à $t - dt$, nous trouverons que deux molécules ayant à l'instant t les vitesses U' et U'_1 se sont rencontrées et qu'avant la rencontre une d'elles avait la vitesse U. Il est évident qu'en effectuant le calcul

on trouvera un nombre n'_1 de ces rencontres précisément égal à la valeur obtenue précédemment pour n_2, d'où, pour $\frac{\partial f}{\partial t}$, un terme négatif $-\alpha$.

On voit donc que, suivant que l'on considère l'intervalle de temps de t à $t + dt$, ou de $t - dt$ à t, on trouve pour $\frac{\partial f}{\partial t}$ des *valeurs égales et de signe contraire*.

Discutons ces résultats contradictoires et voyons quelles conclusions il sera possible de tirer.

Je remarquerai tout d'abord qu'il est impossible que l'un des deux résultats soit vrai et l'autre faux, car les hypothèses et les raisonnements sont identiques dans les deux cas. Il n'y a donc que deux hypothèses possibles :

A. Les deux résultats sont exacts simultanément. Si les valeurs trouvées ne sont pas nulles toutes les deux, il en résulterait que la fonction f jouirait de la propriété singulière que $\frac{f(t+h)-f(t)}{h}$ aurait une limite bien déterminée en valeur absolue lorsque h tend vers zéro, mais de signe variable suivant que h tend vers zéro par valeurs positives et négatives, et cela pour *toutes valeurs de t*. Il est évident qu'il ne peut exister de fonction jouissant d'une telle singularité.

Mais les deux expressions trouvées pourraient être nulles identiquement. On pourrait penser en effet que, dans un système sans organisation moléculaire (*molecular-ungeordnet* de Boltzman), il n'y a aucune raison pour que les chocs fassent croître f plutôt que de le faire décroître. Mais Boltzmann démontre (chap. I, § 5) que la valeur trouvée pour $\frac{\partial f}{\partial t}$ ne peut être nulle pour toutes valeurs de ξ, η, ζ que si l'on a la loi de répartition des vitesses de Maxwell [1]. Cette distribution serait donc la seule qui pourrait être considérée comme étant sans organisation moléculaire, c'est-à-dire comme étant uniquement l'effet du hasard. Or la loi de Maxwell

$$f = Ke^{-(\xi-\xi_0)^2-(\eta-\eta_0)^2-(\zeta-\zeta_0)^2}$$

contient 4 constantes arbitraires, mais en apparence seulement,

[1] La démonstration de Boltzmann peut paraître incomplète sur certains points, mais il est facile de la rendre complètement rigoureuse.

car ξ_0, η_0, ζ_0 sont nuls si le gaz est au repos, et K dépend du nombre total de molécules. On serait ainsi conduit à admettre que le comble du hasard pour la fonction f serait d'avoir une valeur unique. Voilà un hasard qui serait tout particulièrement bien organisé.

Il est même facile de faire voir que la distribution de Maxwell, supposée exister à un moment donné, ne pourrait pas subsister.

Il n'y a pour cela qu'à calquer un raisonnement fait par M. Lippmann (1), précisément à propos de la théorie cinétique. n_1 et n_2 représentant toujours les chocs de chaque espèce dans un temps t, les raisonnements montrent simplement que, dans le cas de la répartition de Maxwell, les chocs sont également probables. Par suite, conformément au théorème de Bernouilli, lorsque $n_1 - n_2$ croît indéfiniment en même temps que t, le rapport $\frac{n_1}{n_2}$ tend vers l'unité ; mais la différence $n_1 - n_2$ ne tend pas vers zéro, et non seulement elle n'est pas infiniment petite, mais elle va en croissant et est de l'ordre de grandeur de $\sqrt{n_1 + n_2}$ ou encore de $\sqrt{t}$. Les valeurs de f ne resteront donc pas constantes et la distribution primitive ne pourra subsister.

B. Puisque nous venons de voir que notre première hypothèse est impossible, nous sommes obligés d'admettre celle-ci : les deux valeurs contradictoires trouvées pour $\frac{\partial f}{\partial t}$ sont inexactes toutes les deux, ce qui implique l'existence soit d'hypothèses inadmissibles, soit de fautes de raisonnement. Voici les points qui nous paraissent défectueux :

1° La fonction f n'existe que par convention. A un instant donné, les points de vitesse forment un ensemble discontinu, analogue à un tas de sable. Définir f comme représentant le nombre de points de vitesse par unité de volume, c'est dire simplement que l'intégrale $\int f d\omega$ étendue à un volume quelconque diffère peu du nombre de points de vitesse compris réellement dans ce volume. f ne représente donc qu'une valeur moyenne, non susceptible d'une définition mathématique précise. Une fois qu'on s'est fixé les valeurs de f à un instant t, les valeurs de f' à l'instant $t + dt$ restent jusqu'à un certain point arbitraires. Il en est donc de même de $f' - f$, et, suivant le mode de calcul employé, il n'est pas étonnant que l'on trouve une

(1) *Congrès de Physique* de 1900, t. I, p. 549.

valeur ou une autre, ou au contraire qu'on puisse avoir la même valeur de $f' - f$ pour des valeurs de dt différentes. *La quantité* $\frac{\partial f}{\partial t}$ *que l'on se propose de calculer est indéterminée.* Pour avoir une détermination rationnelle de $\frac{\partial f}{\partial t}$, il faudrait considérer un intervalle de temps fini et définir $\frac{\partial f}{\partial t}$ par la condition que $\int_{t_0}^{t_1} \frac{\partial f}{\partial t} dt$ diffère peu de $f(t_1) - f(t_0)$. Et encore cela laisse-t-il un certain arbitraire pour $\frac{\partial f}{\partial t}$.

2° Les nombres de chocs n_1 et n_2 sont forcément des nombres entiers. Or les expressions trouvées pour n_1, n_2 contiennent en facteur la différentielle dt, et, quelque grands que puissent être f et f_1, comme ils sont nécessairement finis, les expressions trouvées pour n_1 et n_2 sont infiniment petites. Ici encore on remplace un phénomène discontinu (la répartition des chocs dans le temps) par un phénomène continu, et il peut en résulter des indéterminations et des erreurs.

3° Mais ce qui paraît le plus défectueux dans les raisonnements, c'est l'application que l'on fait de la théorie des probabilités. Pour obtenir n_1, on fait le raisonnement suivant : les $fd\omega$ des molécules (ou pour mieux dire leurs sphères d'action) décrivent dans leur mouvement relatif par rapport aux molécules U_1 un certain volume dV. Or il y a $f_1 d\omega_1$ molécules U_1 par unité de volume; donc, dans le volume dV_1, il y en a $f_1 d\omega dV$, et ce produit représente n_1. Or on n'a là qu'une valeur probable et non la valeur vraie du nombre des molécules U_1 contenues dans le volume dV, et, comme dV est infiniment petit, l'écart relatif entre le nombre vrai, nécessairement entier, et le nombre probable peut être considérable. Il en est de même pour n_2. Quant à la différence $n_1 - n_2$ qui intervient seule dans le résultat, son erreur relative sera encore plus grande, d'autant plus que n_1 et n_2 différeront moins de l'un et de l'autre, c'est-à-dire que l'on se rapprochera plus de la loi de Maxwell. C'est ce que nous remarquions déjà tout à l'heure [1].

[1] Essaierait-on de dire que, des deux valeurs trouvées pour $\frac{\partial f}{\partial t}$ à un même instant t, l'une représente la valeur probable pour l'avenir, l'autre la valeur probable pour le passé, et qu'ainsi il n'y a aucune contradiction? Je répondrai que, lorsque l'état du système est connu à un instant quelconque t, cet état se

On peut signaler encore d'autres imperfections dans le raisonnement : par exemple on suppose implicitement qu'une molécule n'éprouve jamais plus d'un choc dans un intervalle de temps dt; mais cette omission ne peut avoir qu'une importance secondaire et ne saurait expliquer la discordance.

M. Boltzmann soulève lui-même (§ 6, p. 41) une objection présentant une grande analogie avec la nôtre. Après avoir démontré qu'il résulte de la valeur obtenue pour $\frac{\partial f}{\partial t}$ qu'une certaine fonction H va toujours en diminuant, il remarque que si, à un moment donné, on renverse exactement la vitesse de chaque molécule, le système va repasser en sens inverse par tous ses états précédents, et la fonction H sera maintenant constamment croissante.

M. Boltzmann se tire d'affaire de la manière suivante : « La supposition faite antérieurement que la répartition ne présentait aucune organisation moléculaire n'est pas réalisée ici, puisque, après l'inversion exacte de toutes les vitesses, chaque molécule ne heurtera pas les autres conformément aux lois des probabilités, mais suivant une loi très particulière et qu'on peut calculer d'avance ». A quoi M. Brillouin répond dans une note (p. 197) : « Il m'est impossible, en particulier, d'admettre avec M. Boltzmann que le mouvement soit *molecular-ungeordnet* à l'aller et devienne *molecular-geordnet* après le renversement des vitesses, par le seul fait que l'aller aura fait connaître la succession des chocs pour le retour. »

La manière dont nous avons présenté l'objection est encore plus frappante, car c'est pour le mouvement d'aller lui-même que nous obtenons le changement de signe de la dérivée et par suite le changement de sens de la variation de H. Cette fois il est impossible d'admettre qu'un même mouvement puisse être à la fois *molecular-geordnet* et *molecular-ungeordnet*.

Pourrait-on faire disparaître la contradiction en tenant compte

---

trouve complètement déterminé pour tout autre instant t_2, aussi bien dans le futur que dans le passé. Si nous connaissons les états antérieurs qui ont défilé devant nos yeux et pas les états futurs, c'est uniquement parce que *nous ne nous sommes pas donné la peine* de calculer ces derniers; mais cela ne change rien au fond des choses.

On peut encore répondre ceci : ce qui importe, ce n'est pas la valeur probable, mais la valeur vraie de $\frac{\partial f}{\partial t}$, et la valeur probable ne pourrait intéresser qu'autant qu'elle se rapprocherait beaucoup de la valeur vraie, et il ne peut en être ainsi s'il y a plusieurs valeurs probables très différentes.

dans les calculs de ce que les molécules sont réparties d'une manière non uniforme, c'est-à-dire, suivant l'expression de M. Brillouin, en faisant simultanément l'étude de la probabilité des vitesses et des positions des molécules? Peut-être bien ; mais il ne pourra plus alors exister de fonction H variant toujours dans le même sens, et capable de représenter l'entropie du gaz, de sorte qu'un des résultats les plus importants de la théorie de Boltzmann disparaît complètement. En outre, s'il est possible d'obtenir ainsi des résultats bien déterminés et non contradictoires en eux-mêmes, rien ne prouve que les résultats correspondront à la réalité. Le raisonnement de M. Lippmann s'applique encore et montre au contraire que la différence entre les résultats du calcul et la réalité doit aller en s'accentuant.

La conclusion qui se dégage de toute cette discussion est qu'on s'expose à de graves erreurs en appliquant la théorie des probabilités à des problèmes de mécanique où tout est déterminé dès que les conditions initiales sont données, et nous estimons en particulier que tous les essais faits pour transformer, en se basant sur la théorie des probabilités, en mouvements irréversibles des mouvements essentiellement réversibles de leur nature, sont vains et ne reposent pas sur une base sérieuse.

Notre conclusion s'applique tout aussi bien aux cas où l'on suppose que les molécules agissent entre elles à distance (que le rayon d'action soit excessivement petit ou qu'il soit comparable à l'écartement des molécules). Prenant alors le mot « théorie cinétique » dans son acception la plus large, nous sommes conduits à nous poser cette question :

Toutes les théories cinétiques sont-elles condamnables et doivent-elles disparaître de la science?

Après la découverte du principe de l'équivalence, on aurait pu croire que tous les travaux de Carnot sur les rendements des cycles thermiques étaient à rejeter, puisqu'ils avaient pour base le principe inexact de la conservation du calorique. Cela eût été un jugement superficiel et Clausius a montré qu'il y avait peu de chose à changer au raisonnement de Carnot pour concilier sa théorie avec le principe de l'équivalence. L'œuvre de Carnot n'était pas celle d'un théoricien inventif, mais celle d'un physicien ayant un sentiment profond de la réalité. C'est ce qui lui avait permis d'arriver malgré tout à des résultats exacts et d'une haute importance.

Une circonstance analogue peut se présenter pour la théorie ciné-

tique, dont un certain nombre de résultats sont conformes à l'expérience. Il est vrai que ses partisans ont été plus d'une fois contraints d'accepter les modes de calcul les moins rigoureux, et cela ôte beaucoup d'intérêt à la concordance obtenue entre les résultats de la théorie et l'expérience. Pourtant on ne saurait nier que la théorie cinétique n'ait provoqué des travaux intéressants et n'ait permis de grouper d'une manière méthodique des découvertes récentes [1]. Cette théorie a donc été utile et n'a pas cessé de l'être. Cela seul suffirait à écarter une condamnation, même s'il était prouvé qu'il ne faut chercher dans cette théorie qu'une représentation des phénomènes, commode, mais dénuée de toute réalité objective.

Aussi, sans vouloir entrer dans une discussion plus complète, et qui a déjà été faite par des savants éminents, contentons-nous de tirer de notre étude la seule conclusion qu'on puisse raisonnablement en déduire :

Si l'on veut établir rationnellement une théorie cinétique, il faut changer la base de tous les raisonnements et renoncer à tirer de la théorie des probabilités ce qu'elle ne peut donner. A cette base inexacte il faudra substituer une base nouvelle, un postulat, c'est-à-dire une proposition n'ayant pas un caractère de nécessité logique, mais dont l'introduction permettra de déduire de la théorie, d'une façon rigoureuse, des résultats conformes à l'expérience.

Ce pourra être un postulat purement mécanique [2] concernant les conditions initiales ou l'existence de mouvements cachés ou tenant lieu de la connaissance de ces conditions ou de ces mouvements. Ou bien plutôt ce sera un postulat physique, faisant intervenir d'autres qualités de la matière que les propriétés mécaniques (entre autres les propriétés électromagnétiques des corpuscules électrisés et de l'éther). Malheureusement, dans l'état actuel de nos connaissances, rien ne vient guider pour le choix à faire, qui paraît des plus arbitraires.

Montrons, par exemple, comment les conditions initiales peuvent intervenir : lorsque l'on étudie le champ électromagnétique produit par une charge électrique en mouvement, on trouve que l'onde électromagnétique entraîne à l'infini une quantité d'énergie essentiel-

---

(1) Voir, par exemple, LANGEVIN, *Ionisation des gaz* (*Annales de chimie et de physique*, 7e série, 1903, t. XXVIII, p. 289 et 433).

(2) Voir SELIGMANN-LUI, *Note sur une interprétation mécanique des principes de la thermodynamique* (*Annales des Mines*, 10e série, t. II, 1902, p. 144).

lement positive, quel que soit le mouvement de la charge, résultat surprenant au premier abord, car le phénomène étudié est réversible.

Un examen rapide suffit à montrer que l'irréversibilité a été introduite par les conditions initiales : à l'origine des temps, on supposait tout au repos, sans onde électromagnétique venant de l'extérieur. S'il n'en était pas ainsi, on pourrait donner à la charge un mouvement tel qu'elle absorbât l'énergie transmise par l'onde venant de l'extérieur, et le résultat primitif ne subsisterait plus. On conçoit que les phénomènes irréversibles de la thermodynamique, où il y a non pas disparition, mais dissipation de l'énergie, pourraient s'expliquer de même par des conditions initiales appropriées, ayant un caractère très général (1).

3 juin 1903.

REMARQUES SUR LA MÉCANIQUE GÉNÉRALE ET LA MÉCANIQUE ÉLECTRIQUE ;

Par M. P. DUHEM.

Les résultats fondamentaux auxquels M. Bouty est parvenu dans ses recherches « *sur la cohésion diélectrique des gaz* (2) » me suggèrent entre la Mécanique générale et la Mécanique électrique quelques rapprochements que je voudrais soumettre aux lecteurs du *Journal de Physique*.

Prenons d'abord un système soumis aux lois de la Mécanique générale fondée sur la Thermodynamique ; pour mettre notre pensée en évidence sans recourir à de longues formules, supposons que ce système dépende seulement de la température absolue et d'une variable normale x. Ce système est soumis à une *action extérieure* X_e ; si $\mathfrak{F}$ est le potentiel interne, la quantité $X_i = -\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial x}$ peut être nommée l'*action intérieure ;* la somme $X = X_i + X_e$ peut être regardée comme l'*action réelle totale* qui sollicite le système.

Si, pour écrire l'équation du mouvement de ce système, on faisait usage du seul principe de d'Alembert, on obtiendrait l'équation

(1) Voir aussi Seligmann-Lui, *loc. cit.*, § XI et XII.
(2) E. Bouty, *Sur la cohésion diélectrique des gaz*, voir ce vol., p. 401.

$X + J = 0$, où J désigne *l'action d'inertie* relative à la variable x. Les recherches de lord Rayleigh, de lord Kelvin et de M. Tait, de Helmholtz, plus récemment les recherches de M. Ladislas Natanson et les nôtres, ont mis hors de doute cette vérité : Le principe de d'Alembert ne suffit pas à mettre en équations le problème de la dynamique; à l'équation précédente, on doit substituer l'équation

$$(1) \qquad X + J + f = 0,$$

f étant *l'action de viscosité.*

Nous avons proposé [1] de regarder à son tour cette équation (1) comme insuffisante à représenter toute sorte de mouvement et de lui substituer cette autre :

$$(2) \qquad X + J + f + \frac{x'}{|x'|} F = 0,$$

où $x' = \frac{dx}{dt}$ est la vitesse relative à la variable x; où $|x'|$ est la valeur absolue de cette quantité, et où F est *l'action de frottement.* Cette équation (2) équivaut à deux équations distinctes, dont l'une doit être employée lorsque x' est positif, et l'autre lorsque x' est négatif. Il peut se faire, d'ailleurs, que ni l'une ni l'autre de ces équations ne soit acceptable; cela a lieu lorsque X est compris entre $-F$ et $+F$; il y a alors équilibre, tandis qu'en l'absence du frottement l'équilibre exigerait que l'on eût $X = 0$.

Cette formule (2) embrasse un nombre considérable de phénomènes. Dans le domaine du mouvement local, elle condense les lois du frottement de glissement, de roulement, de pivotement entre corps solides [2], du frottement des liquides sur les solides et des liquides entre eux [3].

Appliquée à la mécanique des changements d'état, elle formule les lois des faux équilibres chimiques [4], qui systématisent un

---

(1) P. Duhem, *Théorie thermodynamique de la viscosité, du frottement et des faux équilibres chimiques* (*Mémoires de la Société des Sciences de Bordeaux*, 5e série, t. II, 1896). — *Traité élémentaire de Mécanique chimique*, t. I, liv. II.

(2) *Théorie thermodynamique*.....et *Recherches sur l'hydrodynamique*, 4e partie (*Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 1903).

(3) *Recherches sur l'hydrodynamique*, 4e partie (*Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 1903).

(4) *Théorie thermodynamique*...; — *Traité élémentaire de mécanique chimique*, t. II, liv. II; — *Thermodynamique et Chimie; Leçons élémentaires à l'usage des chimistes*, XVIIIe, XIXe et XXe leçons.

nombre immense d'observations. D'ailleurs, nous avons signalé, depuis longtemps déjà [1], l'existence de faux équilibres analogues dans des changements d'état purement physiques, tels que la vaporisation; plus récemment [2], nous avons proposé d'interpréter au moyen de tels faux équilibres certaines vues de M. Tammann touchant la fusion; M. Tammann [3] a adopté notre manière de voir sur ce point et l'a corroborée en mettant en évidence une large région de faux équilibres dans la transformation l'une en l'autre des deux variétés cristallines du phénol.

On ne saurait donc méconnaître le rôle essentiel de l'équation (2), tant dans la Mécanique du mouvement local que dans la Mécanique des changements d'état. Venons maintenant à la Mécanique électrique.

En tout point d'un milieu conducteur, on admet, en général, que l'on a :

$$X + E_x - \rho u = 0, \tag{3}$$

X étant la composante parallèle à Ox du champ statique;
E_x, la composante du champ électromoteur d'induction;
u, la composante du flux;
Enfin ρ, la résistance spécifique.

L'analogie de $-\rho u$ avec une action de viscosité a été remarquée depuis plusieurs années, notamment par Helmholtz et par M. Ladislas Natanson; quant aux rapprochements que l'on peut faire entre E_x et une action d'inertie, on sait qu'ils jouent un rôle essentiel dans les théories de Maxwell. L'analogie entre l'équation (1) de la Mécanique générale et l'équation (3) de la Mécanique électrique n'est donc pas douteuse.

Dès lors, il est naturel de penser que ces deux équations doivent être complétées de la même manière; que l'équation générale de la Mécanique électrique — en supposant, pour simplifier, que le flux et les divers champs sont tous dirigés suivant Ox — est, non pas l'équation (3), mais l'équation

$$X + E_x - \rho u - \Phi \frac{u}{|u|} = 0, \tag{4}$$

---

(1) Voir les trois écrits précédents.

(2) *Sur la fusion et la cristallisation et sur la théorie de M. Tammann* (*Archives néerlandaises des Sciences exactes et naturelles*, 2e série, p. 93, t. VI; 1901).

(3) G. Tammann, *Das Zustandsdiagramm des Phenols* (*Drude's Annalen*, t. IX, p. 249; 1902).

où Φ serait une quantité positive, le *frottement électrique*. Cette équation équivaudrait à deux équations : l'équation

$$(5) \qquad X + E_x - \rho u - \Phi = 0,$$

vraie lorsque u est positif, et l'équation

$$(5\ bis) \qquad X + E_x - \rho u + \Phi = 0,$$

réservée au cas où u est négatif. Toutes les fois que l'on aurait

$$(6) \qquad -\Phi \leqq X \leqq \Phi,$$

on n'aurait plus affaire ni à l'équation (5), ni à l'équation (5 *bis*) ; il y aurait *équilibre électrique;* cet équilibre dépendrait donc d'une loi analogue à celle qui régit les équilibres dus au frottement et les faux équilibres chimiques.

Les corps conducteurs proprement dits seraient ceux pour lesquels Φ est toujours nul ou très petit ; en ces corps, on n'observerait que des états de *véritable équilibre électrique ;* au contraire, selon les recherches de M. Bouty, les gaz seraient des milieux où Φ pourrait prendre une valeur notable et où l'on pourrait, par conséquent, observer des états de *faux équilibre électrique.* Ainsi seraient rendus plus intimes les rapprochements entre la Mécanique générale et la Mécanique électrique.

SUR UN GALVANOMÈTRE ENREGISTREUR ET UN CONTACT TOURNANT, ET SUR LEUR EMPLOI AU TRACÉ DES COURBES DE COURANTS ALTERNATIFS ;

Par M. J. CARPENTIER [1].

L'un des deux instruments que je mets aujourd'hui sous les yeux de la Société de Physique est un galvanomètre enregistreur, présentant quelques dispositifs nouveaux, propres à faciliter et à étendre les applications auxquelles se prêtent de semblables appareils.

Ce galvanomètre est du genre Deprez-d'Arsonval ; son cadre mobile, disposé horizontalement, porte deux aiguilles pendantes :

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 1er mai 1903.

l'une, en avant de l'aimant, se meut devant un arc divisé ; elle est simplement indicatrice ; l'autre, derrière l'aimant, est armée à son extrémité inférieure d'une plume à godet triangulaire, rempli d'encre d'aniline ; elle sert à tracer sur une feuille de papier appliquée contre le fond de l'instrument et entraînée de haut en bas, comme il sera dit plus loin, les courbes qu'engendre la composition des mouvements de la plume et du papier.

Grâce à un montage particulier du cadre mobile, dont la description ne saurait être claire sans figure, la position de repos de l'aiguille peut être fixée tantôt au centre de l'échelle, tantôt à l'une des extrémités, et répondre ainsi à la mesure de courants soit de sens variable, soit de sens constant.

La feuille de papier, ainsi que j'ai dit précédemment, se déplace en glissant contre le fond de l'instrument. On l'introduit dans le couloir qui lui est destiné par le haut, *comme on met une lettre à la poste ;* quand elle est suffisamment engagée, elle est saisie par deux molettes dentées contre lesquelles la pressent deux ressorts. Les deux molettes sont montées sur un même arbre, disposé horizontalement vers le bas de l'appareil, et c'est par la rotation de cet arbre que le papier se trouve entraîné. Par suite de la progression, la feuille sort de l'instrument par une fente pratiquée dans le fond inférieur et s'échappe automatiquement, une fois terminée son excursion complète. Rien n'est plus facile alors que de la remplacer par une autre feuille, et l'on remarquera combien ce procédé de mise en expérience est plus simple que celui qui consiste à enrouler et à fixer sur un cylindre une feuille d'inscription.

La commande de l'arbre à molettes est faite par l'intermédiaire d'un petit train d'engrenage, dont le mobile extrême est un rochet actionné par un cliquet monté sur l'armature d'un électro-aimant. Quand on envoie dans cet électro une série de brefs courants, le rochet tourne, et l'entraînement du papier a lieu. Ce dispositif donne une grande latitude pour la vitesse de progression de la feuille d'inscription. En effet, si on envoie dans l'électro des émissions de courants périodiques, données par une horloge distributrice, on peut disposer cette horloge de manière à faire varier aisément, et dans de larges proportions, le nombre de ces émissions par unité de temps, et obtenir pour l'avancement de la feuille des vitesses de progression très diverses et toujours rigoureuses.

Mais il y a plus : on peut régler les émissions de courant suivant

une loi quelconque ; on peut lier la progression du papier à la variation d'un élément autre que le temps et utiliser l'instrument pour des applications toutes spéciales. J'en donnerai un exemple dans un instant.

Le second des instruments qui font l'objet de cette note est tout à fait indépendant du premier. Il est destiné à l'analyse des courants alternatifs par une méthode dont M. Joubert a donné le principe, en 1880. J'indique en deux mots cette méthode.

Quand on considère un conducteur relié à l'un des pôles d'une machine productrice de courants alternatifs, à marche bien régulière, son potentiel varie d'une manière continue dans l'intervalle d'une période ; mais il repasse par la même valeur à un même moment dans toutes les périodes.

Si, à un instant quelconque, on met en communication, pendant un temps très court, avec le conducteur considéré, l'une des armatures d'un condensateur, dont l'autre armature est reliée au second pôle de la machine, ce condensateur prend une charge proportionnelle à la valeur de la différence de potentiel au moment du contact. Pour connaître cette valeur, un procédé des plus simples consiste à décharger le condensateur dans un galvanomètre balistique, immédiatement après sa charge, afin d'éviter toute déperdition. Si, au lieu de faire cette manœuvre une fois, on la répète à un même moment de toutes les périodes, le galvanomètre recevra non plus une impulsion unique, mais une série d'impulsions identiques et très rapprochées, qui l'influenceront comme ferait un courant continu et lui imposeront une déviation fixe. C'est cette déviation qui, en définitive, mesurera la valeur par laquelle passe la différence de potentiel au moment du contact. Qu'on fasse varier dans cette période le moment du contact de charge, et l'on suivra toutes les variations de la différence de potentiel.

C'est précisément pour exécuter ces diverses opérations qu'a été combiné mon appareil, que je désigne sous le nom de *contact tournant.*

Il est constitué de deux parties distinctes : la première partie n'est autre chose qu'une véritable clef de décharge permettant de mettre rapidement un condensateur en communication alternativement avec le point observé et avec le circuit d'un galvanomètre. La seconde partie est un petit moteur qui, animé par une dérivation du courant alternatif à étudier, prend une vitesse de rotation synchrone avec ce

courant et manœuvre périodiquement la clef de décharge. Cette manœuvre est opérée par une simple *came* fixée sur l'arbre du moteur, came portant une bosse qui, au même moment, dans chaque tour, soulève une touche dont le mouvement se transmet à la clef de décharge. La touche, montée sur un plateau circulaire, peut être déplacée autour de l'axe du moteur et, *en tournant*, être rencontrée par la bosse de la came aux divers moments de la période. Le plateau circulaire qui porte la touche s'entraîne par une vis tangente qu'on commande de l'extérieur avec une manivelle.

C'est ici qu'il convient de montrer comment le galvanomètre enregistreur précédemment décrit, grâce au mécanisme adopté pour l'entraînement du papier, se prête particulièrement bien au tracé des courbes représentatives des courants alternatifs, que le contact tournant permet d'analyser.

La manivelle au moyen de laquelle on déplace la touche exploratrice, armée d'un tambour denté contre lequel frotte un ressort-contact, peut lancer dans l'électro-aimant entraîneur du papier une suite d'émissions de courants, en nombre fixe par tour, et provoquer la progression de la feuille d'inscription tout comme si elle commandait directement l'axe des molettes. Ainsi le déplacement de la feuille se trouve solidarisé avec le déplacement de la touche exploratrice et les courbes fournies par l'instrument représentent bien, finalement, la loi de variation d'un potentiel alternatif en fonction du temps dans la période.

L'expérience est d'une organisation tout à fait simple ; elle n'exige, pour ainsi dire, pas de préparatifs et peut être réalisée avec un matériel réduit.

J'ai l'honneur de faire fonctionner mes appareils sous les yeux de la Société et de tracer la courbe d'un courant.

H. SIEDENTOPF et R. ZSIGMONDY. — Ueber Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen, mit besonderer Anwendung auf Goldrubingläser (Méthode permettant de voir les particules ultramicroscopiques et d'en évaluer les dimensions ; application spéciale aux verres rubis à l'or). — *Drude's Annalen der Physik*, t. X, p. 1-39.

Il s'agit de particules dont les dimensions sont inférieures à la limite de définition des meilleurs microscopes, comme les parcelles d'or dont

la diffusion dans le verre le colore en rouge, violet ou bleu, ou le rend trouble suivant qu'elles sont plus ou moins ténues; c'est l'étude d'un certain nombre de ces verres qui a conduit les auteurs à instituer leur méthode d'éclairage, dont on peut se faire une idée assez nette en imaginant que l'on observe au microscope, dans une direction normale aux rayons et en renforçant l'éclairage par un condenseur, les poussières illuminées par un faisceau de lumière solaire pénétrant dans la chambre noire (*fig.* 1).

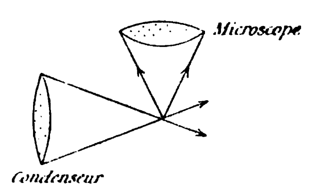


FIG. 1.

1° *Exposé de la méthode d'éclairage* (Siedentopf). — Le fait que l'on peut voir les étoiles, au télescope, et au microscope, des rayures vivement éclairées tracées sur des verres argentés et dont la largeur est voisine de 100 $\mu\mu$ [1], montre qu'il est possible de distinguer des objets de dimensions inférieures à la demi-longueur d'onde de la lumière visible, lorsqu'ils sont suffisamment lumineux; mais ce que l'on voit n'est pas une *image* au sens dioptrique du mot, et ce n'est qu'en renonçant à obtenir des images, et s'adressant à la diffraction seule, que l'on pourra atteindre une limite de visibilité très inférieure à celle que définit la théorie classique du microscope.

On sait que le carré de l'ouverture numérique d'un objectif (produit du sinus du 1/2 angle au sommet du faisceau incident issu d'un point par l'indice du milieu qui environne l'objet) définit à la fois l'éclairement et l'étendue superficielle du cercle de diffraction qui se forme à la place de chaque point image dans le plan conjugué de l'objet, lorsque cet objet est lumineux par lui-même, c'est-à-dire lorsque l'émission de chacun de ses points est indépendante de celle des points voisins au point de vue de la phase. On pourra donc apercevoir isolément les cercles de diffraction provenant de particules lumineuses de grande intensité distribuées d'une manière quel-

(1) FIZEAU, *Pogg. Ann.*, t. CXVI, p. 458; 1852; — AMBRONN, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 217-222; 1893.

conque à des distances mutuelles supérieures au pouvoir de résolution du microscope, même si elles ont des dimensions de beaucoup inférieures à la demi-longueur d'onde de la lumière visible, *pourvu que le produit de leur intensité lumineuse spécifique par leur surface et le carré de l'ouverture de l'objectif soit supérieur à la limite inférieure de sensibilité de l'œil.* Pour des objets éclairés, il y aurait à tenir compte des relations de phase qui s'établissent entre les rayons réfléchis ou transmis par les points voisins.

Les particules qu'il s'agit de rendre visibles n'ayant pas en général une luminosité suffisante, on est obligé de les éclairer fortement; cependant, à cause de leur petitesse, elles n'exerceront pas d'influence appréciable sur la phase des rayons qui les atteindront, et se comporteront, à ce point de vue, comme si elles étaient lumineuses par elles-mêmes. Mais il n'en est pas de même pour l'amplitude et la direction des vibrations dans la lumière diffractée. Lord Rayleigh a montré que l'intensité prend dans la direction des rayons éclairants une valeur deux fois plus grande que dans la direction normale ; et, comme l'intensité des rayons éclairants est en général très supérieure à celle des rayons diffractés, on devra, *pour rendre les particules visibles à l'aide de leurs cônes de diffraction, régler l'éclairage de telle façon que les cônes utilisés par la vision ne contiennent pas de rayons éclairants.* Les nombreuses réflexions qui se produisent sur les surfaces du condenseur et de l'objectif du microscope rendent inapplicables au cas actuel les méthodes usuelles d'éclairage au moyen de sources intenses, comme le soleil ou l'arc. Si l'on rend l'axe du faisceau éclairant perpendiculaire à celui des cônes de diffraction qui déterminent la visibilité, et si on leur donne des dimensions telles qu'ils ne se pénètrent pas, les réflexions sur les surfaces du condenseur ne pourront troubler la vision, car aucun des rayons éclairants n'atteindra le microscope, et l'on pourra utiliser les sources les plus puissantes.

La théorie conduirait à donner aux deux cônes lumineux de la *fig.* 1 une même ouverture de $n \sin \frac{\pi}{4}$, pour avoir l'effet maximum ; mais, pratiquement, il y a avantage à prendre pour condenseur un objectif de microscope d'ouverture pas trop grande, et possédant une distance frontale suffisante pour permettre l'emploi de l'immersion homogène avec tous les objectifs sans que les montures risquent de buter.

Un système optique projette, dans l'intérieur de la préparation à étudier, l'image d'une fente dont la hauteur et la largeur peuvent être ajustées et mesurées à $0^{mm},01$ près ; on peut ainsi éclairer, dans le plan de visée, une section bien définie, mesurable et réglable à volonté. L'aspect du champ est donné par la *fig.* 2, où l'étranglement représente l'image de la fente.

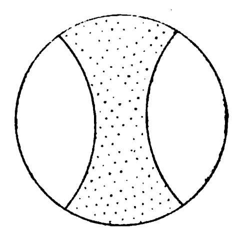


Fig. 2.

Les verres sont taillés en forme de petits parallélipipèdes dont la surface frontale (celle qui reçoit le cône d'éclairage), de 1 à 2 millimètres de hauteur, doit être rigoureusement polie ; les liquides, parfaitement filtrés, sont enfermés dans une petite cuve cylindrique munie des accessoires convenables pour le remplissage et la vidange, et dont les faces latérales sont munies de lamelles de quartz fondu (pour détruire la biréfringence). Les détails d'installation et de réglage de l'appareil sont décrits très soigneusement dans le mémoire.

Les cercles de diffraction, visibles dans le champ, ont une intensité et une coloration variables avec les préparations ; leur grandeur dépend aussi de l'ouverture de l'objectif et de la longueur d'onde de la lumière dans le cône diffracté. Quand on polarise la lumière incidente, l'état de polarisation varie d'un point à l'autre dans chaque cercle (*fig.* 3).

Les cercles relatifs aux particules voisines de 100 $\mu\mu$ ou un peu plus grandes se divisent toujours en deux portions allongées, l'une rougeâtre, l'autre jaune verdâtre, la première étant la moins déviée (*fig.* 4). Ces couples ont même orientation dans tout le champ, ce qu'il faut attribuer à l'intervention d'une faible variation de phase, et non à l'existence réelle des couples de particules.

Pour les particules d'or plus grosses, la mise au point peut être très exactement précisée ; si l'on vise trop près, les disques deviennent ternes et finissent par disparaître ; si l'on vise trop loin, ils s'en-

tourent d'un grand nombre d'anneaux d'interférence colorés qui

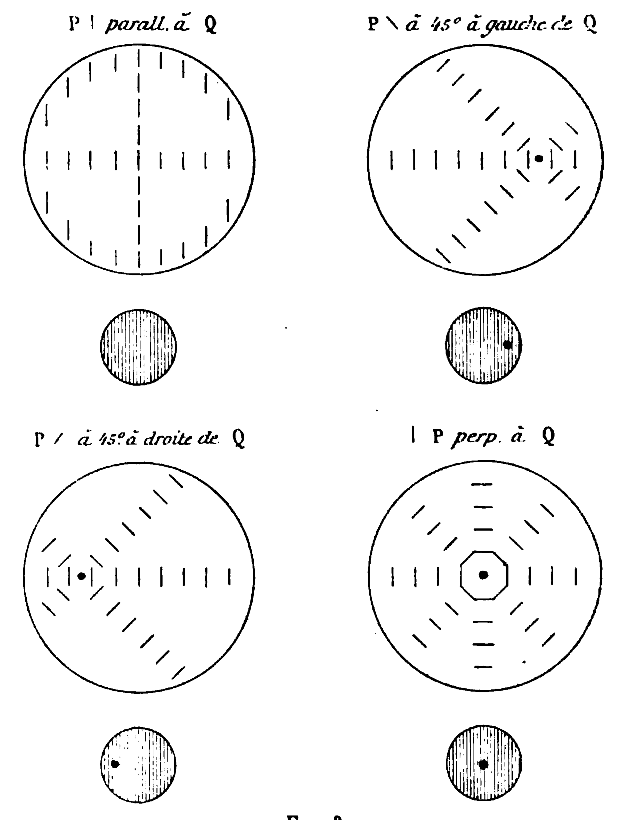


Fig. 3.

P, plan de polarisation du polariseur.
Q, plan des axes des cônes d'éclairage et de diffraction (plan principale diffraction).

peuvent couvrir tout le champ de vision, même lorsqu'ils pro-

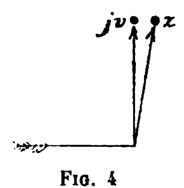


Fig. 4

viennent de parcelles isolées ayant peut-être 100 $\mu\mu$ de diamètre.

En appliquant le calcul à la condition de visibilité indiquée plus haut, on trouve que la limite inférieure de la surface des particules visibles est, dans les conditions les plus favorables, de 36 $\mu\mu^2$ environ (luminosité supposée égale à celle des rayons solaires ; objectif d'éclairage de 0,5 d'ouverture ; objectif à immersion homogène de 1,3 ; milieu étudié d'indice 1,5; sensibilité de l'œil, 10^{-8} bougies-mètre). On doit donc renoncer à observer les discontinuités moléculaires dont la grandeur correspond à 0,6 $\mu\mu$ en moyenne ; mais on pourrait apercevoir des complexes moléculaires comprenant un grand nombre de molécules très serrées (albumine, fécule de pommes de terre) ou les molécules de substances très fortement fluorescentes ; une solution de fluorescéine de concentration 10^{-8} montrait encore un faible cône provenant vraisemblablement soit des molécules elles-mêmes, soit de leurs constituants.

2° *Méthode d'évaluation de la grandeur des particules ultramicroscopiques* (Zsigmondy). — Les dimensions des particules à étudier sont comprises, d'après ce qui précède, entre 6 et 250 $\mu\mu$. Il s'agit d'en déterminer aussi exactement que possible la valeur.

Si l'on désigne par A la masse d'or contenue dans 1 millimètre cube de verre, par n le nombre de parcelles dans le même volume, par s la densité, on a évidemment pour l'arête d'une particule supposée cubique

$$l^{mm} = \sqrt[3]{\frac{A}{sn}};$$

on a supposé égale à 20 la densité de l'or, car on sait que la densité de l'or précipité est un peu supérieure à celle de l'or massif, et il est possible que sa densité soit encore plus grande dans le verre (?). La grosse difficulté porte sur la détermination de A et de n.

La connaissance de la composition du verre ne suffit pas à déterminer A ; en effet, dans ces verres, l'or peut être à deux états différents. Quand on vient de les fondre, ils sont parfaitement incolores, et *optiquement vides* ; la couleur ne se développe que si on les laisse refroidir très lentement ou si on les réchauffe; la séparation d'or qui produit la coloration peut même être suffisante pour amener un trouble. Dans ce dernier cas, on doit prendre pour A, faute de mieux, la teneur totale en or, et on a ainsi une estimation trop élevée ; mais, dans le premier, on peut *vraisemblablement* obtenir une évaluation exacte par une comparaison colorimétrique avec une solu-

tion colloïdale d'or de même teinte, ces solutions présentant les mêmes caractères que les verres rubis au point de vue de la couleur, du spectre d'absorption, de l'aspect du cône lumineux, etc.

La détermination de *n* est plus difficile encore. Il s'agit en effet de compter les particules existant dans un volume limité et connu, qui est le volume occupé dans la préparation par l'image de la fente. La *fig.* 5 montre comment on peut, par des mesures au micromètre oculaire, déterminer les limites de cette image dans le plan de visée. La difficulté augmente lorsqu'on doit employer un conden-

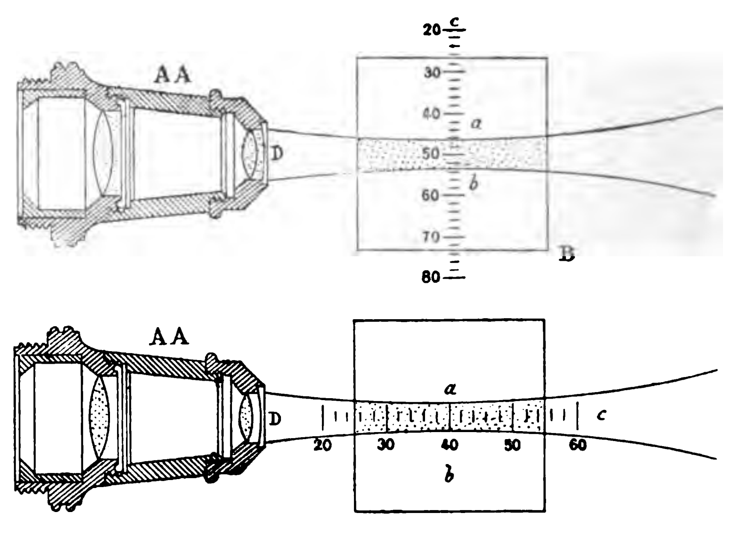


Fig. 5.

seur d'assez grande ouverture (pour les verres à parcelles très fines), dont la profondeur de foyer est inférieure à la dimension de l'image dans le sens de l'axe du microscope. On est alors obligé de découper, pour ainsi dire, le champ de vision en tranches horizontales que l'on caractérise par l'aspect de l'image, et dont on calcule l'épaisseur en divisant le déplacement du microscope entre les limites de la partie éclairée par le nombre des images observées. On obtient des résultats assez approchés lorsqu'on peut compter de 30 à 50 particules dans une même image, et prenant la moyenne des résultats obtenus dans diverses régions, tant pour le volume (que l'on mesure également avec différents objectifs, pour un même condenseur) que pour

le nombre des particules. L'incertitude sur n peut atteindre 15 à 20 0/0, de l'aveu des auteurs. Mais il arrive que l'on ait à observer des groupes de particules très serrées, faciles à caractériser par les contours anguleux de leurs cercles de diffraction, tandis que, pour les particules isolées, ces cercles sont parfaitement ronds. Toute évaluation du nombre des particules ainsi groupées étant absolument arbitraire, les mesures faites dans ce cas n'ont plus aucune signification.

La mesure à l'oculaire micrométrique de la distance moyenne r des particules peut donner une évaluation approchée de leur grandeur. On a évidemment $l = \sqrt[3]{\frac{A}{s}} \times r$ millimètres; l'observation a montré que les résultats ainsi obtenus s'écartent rarement de plus de la moitié de leur valeur de ceux que donne la méthode plus pénible exposée d'abord.

Enfin les énormes différences d'intensité que présentent les cercles de diffraction suivant la grosseur des particules peuvent servir de moyen de contrôle, avec un peu d'habitude.

3° *Relation entre la couleur et la grandeur des particules dans les verres rubis à l'or* (Zsigmondy). — Cette partie du mémoire contient des tableaux donnant, pour 11 échantillons de verre, l'aspect en lumière réfléchie, la couleur du cône de diffraction, en lumière naturelle et en lumière polarisée, la teneur totale en or (nombre de millimètres cubes d'or par millimètre cube de verre), qui a varié de $6{,}8 . 10^{-6}$ à $14 . 10^{-6}$, la teneur en *or colorant* estimée colorimétriquement quand il y a lieu, la grandeur des particules, dont les plus petites sont comprises entre 3,9 et 6,9 $\mu\mu$. L'auteur a ajouté d'intéressants détails sur les verres rubis ; on peut en varier les propriétés en modifiant le procédé de réchauffement; un réchauffement plus rapide donne des particules plus grosses; s'il est régulier, la distribution de l'or est régulière ; la coloration augmente avec l'intensité du réchauffement. Il semble que, dans les verres les moins colorés, il y ait des particules plus petites que celles que la méthode permet d'apercevoir, c'est-à-dire de dimensions inférieures à 4,7 $\mu\mu$, car dans ces verres on aperçoit un cône de polarisation verdâtre, très faible, qui ne peut provenir que des particules extrêmement petites, puisqu'elles seraient vues dans le microscope, grâce à leurs distances très suffisantes, si elles avaient la dimension indiquée. On a pu préparer des solutions colloïdales d'or présentant également cette propriété, c'est-à-dire contenant des particules de grandeur < 5 $\mu\mu$, dimension

attribuée par Lobry de Bruyn, d'après le poids moléculaire de l'amidon soluble, à la molécule d'amidon. Les verres rouges donnent des cercles de diffusion verts, les verres bleus ou violets des cercles de diffusion bruns. On n'a pas pu établir de relation entre la nuance et la grandeur des particules. Il ne faut pas oublier, de plus, que les dimensions calculées supposent les molécules cubiques ; or il est extrêmement probable que les particules vertes ont une forme lamellaire, ce qui expliquerait qu'elles puissent être aperçues dans des conditions où le calcul donne un diamètre notablement inférieur à la limite théorique. Il y a dans tous ces résultats une part d'incertitude qui appelle la recherche. — L'auteur appelle enfin l'attention sur une question de terminologie qui a son importance. Faraday, le premier, a préparé des liquides dans lesquels une séparation d'or fait apparaître une coloration rouge ou bleue sans altérer la transparence, et emploie le terme de *suspension* pour caractériser l'état du métal. Il paraît préférable de réserver ce mot pour les particules qui rendent les liqueurs troubles à la lumière du jour, et se séparent par filtration ou repos, et d'appeler solutions *colloïdales* celles qui rendent visible un faisceau lumineux intense dirigé à travers leur masse, mais paraissent transparentes à la lumière du jour [1].

P. Lugol.

C. ZAKRZEWSKI. — Sur les oscillations d'un disque plongé dans un liquide visqueux. *Bulletin de l'Ac. des Sc. de Cracovie Cl· des Sc. Math. et Nat.*, p. 236-242 ; 1902.

L'auteur prend comme point de départ la théorie de la viscosité indiquée par Maxwell et développée et approfondie par L. Natanson;

---

(1) *Références :* Gebhardt, *Zeitschr. f. Wiss. Mickrosk.*, t. XV, pp. 289-299, 1898 : méthodes d'éclairage. — Faraday, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, t CXLVII, p. 145-181 ; — Tyndall, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, t. XVII, pp. 223-233 ; 1869 ; — Quincke, *Pogg. Ann.*, t. CXIII, pp. 568, 1861 : examen des poussières. — Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLVII, pp. 375-384 ; 1899 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 375 : intensité de la lumière diffractée par les molécules ; — Dippel, *Handbuch der allgemeinen Mikroskopie*, p. 202 : calcul des dimensions de l'image de la fente ; — W. Spring, *Bull. de l'Acad. Roy. de Belg.*, n° 12, p. 1019-1027 ; 1900 ; — Zsigmondy, *Lieb. Ann.*, t. CCCIII, p. 29, 361 ; 1898 ; — Bredig, *Anorgan. Fermente* ; — Lottermoser, *Ueber anorganische Kolloïde* ; — Faraday, *Phil. Trans. of the Roy. Soc. of Lond.*, t. CXLVII, p. 163, 164 165 ; 1857 ; — Stoeckl und Vanino, *Zeitschr. f. phys. Chem.*, t. XXX, p. 89 ; 1899 ; — Zacharias, *Ibid.*, t. XXXIX, p. 468 ; 1902 ; — Ambronn u. Zsigmondy, *Ber. d. math.-phys. Klasse d. Kgl. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. zu Leipzig*, t. LI, p. 13-15, 1899 : verres rubis et solutions colloïdales ; — Abbe, *Ueber Blutkorperzählung, Sitzungsber. der Jenaischen Gesellsch. für Medizin und Naturwissenschaft*, t. XII ; 1878.

il l'applique au cas particulier d'un disque plan, qui, suspendu par un fil élastique, oscille au sein d'un liquide. Ce problème a d'ailleurs été traité par Maxwell, O. E. Mayer, Th. Schmidt, etc.

On admet que le disque est assez mince et que son diamètre est assez grand pour qu'on puisse négliger l'influence exercée par le bord. Dans ces conditions, le mouvement du liquide et du disque est déterminé par la vitesse angulaire, qui, pour une molécule du liquide, ne dépend que de sa distance au plan du disque.

L'équation régissant cette vitesse angulaire ψ est la suivante :

$$(1) \qquad \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \frac{1}{T}\frac{\partial\psi}{\partial t} - A^2\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0;$$

c'est l'équation dite « des télégraphistes » ; T désigne la durée de temps de relaxation pour le liquide en question et A^2 le rapport de la rigidité à la densité.

Si l'on se borne à la considération du cas où le liquide ne mouille qu'une seule surface du disque, l'équation du mouvement du disque peut s'écrire :

$$(2) \quad M\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\tau\varphi + \frac{\pi R^4}{2} n\left(\frac{\partial\chi_0}{\partial z}\right)_{z=0} e^{-\frac{t}{T}} + \frac{\pi R^4}{2} e^{-\frac{t}{T}} \int_0^t dt\, n\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{z=0} e^{\frac{t}{T}}$$

où M est le moment d'inertie du disque, e l'angle de déviation du disque, $\tau\varphi$ le moment des forces élastiques engendrées par le fil de suspension, R le rayon du disque, n le module de rigidité instantanée du liquide, χ_0 l'angle de torsion d'une particule du liquide au moment $t = 0$.

Cette équation peut encore s'écrire, par suite des transformations analytiques et des conditions aux limites,

$$(3) \left\{ \begin{aligned} & M\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\tau\varphi - TM\frac{\partial^3\varphi}{\partial t^3} - T\tau\frac{\partial\varphi}{\partial t} \\ & + \frac{\pi R^4}{2}\left[e^{-\frac{t}{T}}\int_0^t dt\, n\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{z=0} e^{\frac{t}{T}} + T\frac{\partial t}{\partial}\left(e^{-\frac{t}{T}}\int_0^t dtn\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{z=0} e^{\frac{t}{T}}\right)\right] \end{aligned}\right.$$

d'où l'on déduit :

$$(4) \qquad \operatorname{cotg}(mc_1) = \frac{m^4 + \alpha^4}{2\beta m^3}$$

où

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\frac{\eta}{\rho}}}; \qquad 2\beta = \frac{\pi R^4}{2M}\sqrt{\rho\eta}; \qquad \alpha^4 = \frac{\tau}{M}.$$

m et ν vérifient l'équation :

$$m^4 - \frac{m^2}{T} = - \nu^2 A^2;$$

c est une valeur particulière de z, ρ est la densité et η le coefficient de viscosité du liquide.

Cette équation (4) est l'équation fondamentale de MM. Meyer et Schmidt. En posant en première approximation

$$\cot(\nu c) = \frac{1}{\nu c},$$

on ramène l'équation (4) à la forme :

$$(5) \qquad T\left(3l^2 + \frac{\pi}{t^2} - \frac{\pi^2}{t_1^2}\right) = 2l - \frac{\pi}{2}\frac{R^4\eta}{2Mc},$$

où l est le décrément logarithmique de l'amplitude d'oscillation et t_1 la période d'oscillation du disque dans le liquide.

Cette formule (5) est une généralisation de la formule suivante donnée par Schmidt :

$$(6) \qquad 2lc = \frac{\pi R^4 \eta}{2M}.$$

L'équation (5), comparée à cette équation (6), pourrait donc expliquer la différence que l'on constate entre les valeurs du coefficient de viscosité obtenues par la méthode du disque oscillant et par la méthode de l'écoulement dans un tube capillaire.

M. Schmidt a exécuté des expériences très soignées; mais, malheureusement, la méthode découlant de l'équation (5) ne donne rien de précis quant à la valeur de la constante fondamentale T, qui se présente sous la forme d'un rapport de quantité de l'ordre des erreurs inévitables de l'expérience.

E. Néculcéa.

Ladislas NATANSON. — Sur la fonction dissipative d'un fluide visqueux. *Bulletin de l'Ac. des Sc. de Cracovie; Cl. des Sc. Math. et Nat.*, p. 488-512; 1902.

Considérons un fluide et soit ρ sa densité; désignons, en outre, par u, v, w les composantes de la vitesse; par p_{xx}, p_{yy}, p_{zz}, p_{yz}, p_{zx}, p_{xy} les composantes de la pression; par p la pression moyenne en un point (x, y, z) à l'instant t. Lord Rayleigh donne le nom de fonction

dissipative à l'expression qui suit (où e, f, g, ont pour expression : $e = \frac{\partial u}{\partial x}$, $f = \frac{\partial v}{\partial y}$, $g = \frac{\partial w}{\partial z}$ et $a = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}$, etc.$\Big)$:

$$\chi = (p_{xx} - p)e + (p_{yy} - p)f + (p_{zz} - p)g + p_{yz}a + p_{zx}b + p_{xy}c.$$

Mais la notion de la fonction dissipative a été introduite pour la première fois par sir W. Stokes, en 1850, qui la donne sous la forme :

$$\chi = -2\mu\left(e^2 + f^2 + g^2 = \frac{a^2 + b^2 + c^2}{2}\right) - \lambda\varpi^2,$$

qui s'obtient en faisant dans l'expression précédente :

$$\begin{aligned} p_{xx} - p &= -2\mu e - \lambda\varpi, \text{ etc.} \\ p_{yz} &= -\mu a, \text{ etc.} \end{aligned}$$

α et β désignant deux constantes.

L'auteur se propose de généraliser la théorie de la viscosité de Poisson et Stokes en adoptant l'hypothèse de la *relaxation* (émise par Poisson). Il arrive ainsi à la formule suivante de *la fonction dissipative d'un fluide visqueux* :

$$\chi = \varepsilon^{-\frac{t}{T}}[(p_{xx}^0 - p^0)e + \ldots + p_{yz}^0 a + \ldots] - [2\mu(eE + \ldots) + \mu(aA + \ldots) + \lambda\varpi\Theta],$$

où T est la durée du temps caractéristique de relaxation, p^0, p_{xx}^0, etc., les valeurs de p, p_{xx}, etc., à l'instant $t = 0$:

$$E = \varepsilon^{-\frac{t}{T}} \int_0^T \frac{dt}{T} \varepsilon^{-\frac{t}{T}}.e, \text{etc.}, \quad A = \varepsilon^{-\frac{t}{T}} \int_0^t \frac{dt}{T} \varepsilon^{-\frac{t}{T}}.a, \text{etc.} \quad \text{et} \quad \Theta = E + F + G.$$

Cette valeur de χ se réduit d'ailleurs, pour $t = 0$, à la première formule de χ donnée ci-dessus.

Si, maintenant, l'on désigne par χ et ζ les valeurs de la fonction dissipative d'un fluide visqueux d'après la théorie de l'auteur et d'après celle de Poisson et Stokes, et si l'on suppose que les déformations que l'on impose aux fluides sont lentes, on a :

$$\frac{d\chi}{dt} + \frac{\chi}{T} - \zeta = 0,$$

en supposant que les forces extérieures n'agissent pas.

En exprimant le principe de la conservation de l'énergie, on est conduit à écrire :

$$\frac{d}{dt}\int\int dS\,(uP_x + vP_y + wP_z) + \frac{1}{T}\int\int dS\,(uP_x + vP_y + wP_z) + \int\int\int \zeta d\Omega - \int\int dS\,(lu + mv + nw)\,\chi = 0,$$

qui exprime le théorème que l'auteur se proposait d'établir et où (P_x, P_y, P_z) sont les composantes de la pression extérieure appliquée à l'élément de surface dS de l'élément de volume $d\Omega$ occupé par le fluide, et (l, m, n) les cosinus directs de la normale à dS (tirée vers l'intérieur de Ω) avec les axes des coordonnées.

E. NÉCULCÉA.

S. NAKAMURA. — On the Temperature of Inversion in Joule-Thomson Experiment (Sur la température d'inversion dans l'expérience de Joule Thomson). — *Tōkyō, Sūgaku-Buturigakkwai Hokoku*, n° 12; juillet 1902.

Les expériences de Joule et Thomson sur le refroidissement des gaz par détente à travers une cloison poreuse satisfont, pour l'air et l'hydrogène, à la formule empirique donnée par Rose-Innes :

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{\alpha}{T} - \beta,$$

α et β étant deux constantes et T la température absolue.

Au contraire, celles qui sont relatives à CO^2 ont été représentées par Love à l'aide d'un autre type de formule :

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{\gamma}{T^2} - \delta.$$

L'auteur compare ces deux formes de la loi du refroidissement et les valeurs des températures d'inversion à celles qu'on déduit des différentes formes proposées pour l'équation caractéristique des gaz [Van der Waals, Clausius, Reinganum (1)].

Ces trois formules donnent respectivement, en faisant les approxi-

(1) Cette dernière équation est (*Beibl.*, t. XXIV, p. 665; 1900):

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b)^4 = \frac{R}{M} T v^3.$$

mations ordinaires applicables aux pressions voisines de la pression normale, les résultats suivants ; C désigne la chaleur spécifique à pression constante, les constantes ont la signification habituelle qu'on leur donne dans chaque équation caractéristique :

	$\frac{\Delta T}{\Delta p}$	$\frac{\text{Température d'inversion}}{\text{Température critique}}$
Van der Waals......	$\frac{1}{JC}\left(\frac{2a}{RT} - b\right)$	6,75
Clausius............	$\frac{1}{JC}\left(\frac{3b}{RT^2} - a\right)$	$3,20\sqrt{1+\frac{\beta}{\alpha}}$
Reinganum.........	$\frac{1}{JC}\left(\frac{2aM}{RT} - 4b\right)$	5,36

Les deux premières formes de la loi du refroidissement avaient déjà été obtenues par M. Bouty ([1]) par Schiller ([2]) et par Love ([3]).

On voit que la formule de Van der Waals et celle de Reinganum conduisent toutes les deux à la loi de Rose-Innes. L'accord entre les valeurs calculées et observées de la température d'inversion est meilleur avec la formule de Reinganum :

	Température d'inversion observée	Calculée (Van der Waals)	Calculée (Reinganum)
Air.............	633°	895°	631°
Hydrogène.....	192°	260°	194°

H. Bénard.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XXX, 1899 (*suite*).

H. LEY. — Ueber die hydrolytische Dissociation der Salzlösungen (Dissociation hydrolytique des solutions salines). — P. 193-255.

Certains sels neutres, c'est-à-dire formés par des proportions équivalentes d'acide et de base, donnent cependant des solutions aqueuses, qui sont tantôt acides, tantôt basiques aux réactifs colorés ; ils subissent de la part de l'eau une réaction secondaire appelée

([1]) Bouty, *J. de Phys.*, 2e série, t. VIII, p. 20 ; 1889.

([2]) Schiller, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 149-157 ; 1890 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 425 ; 1891.

([3]) E.-F.-J. Love, *Phil. Mag.*, t. XL, p. 106-115 ; 1899 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. VIII, p. 618 ; 1899.

hydrolyse. Dans la théorie d'Arrhenius et d'Ostwald, l'anion et le cation du sel s'unissent respectivement à H et OH de l'eau pour former l'acide et la base (*ex*: $SnCl^4 + 4H^2O = Sn(OH)^4 + 4HCl$). Arrhenius a donné les lois de l'hydrolyse en partant de cette hypothèse. Cependant il existe d'autres théories, par exemple celle de Werner, d'après laquelle le sel se combinerait à l'eau pour former un composé qui peut s'ioniser en mettant en liberté des ions H (réaction acide) ou des ions OH (réaction basique). L'hydrolyse d'un sel peut être étudiée qualitativement par différentes méthodes: virage des indicateurs colorés, décomposition par élimination de la base ou de l'acide libre (courant d'air dans le cyanure...) ; les méthodes quantitatives sont basées soit sur la mesure des réactions catalytiques que déterminent les ions H, soit sur la discussion des anomalies que présentent les conductibilités électriques des solutions hydrolysées [1].

Parmi les réactions catalytiques, les plus appliquées sont la saponification de l'acétate de méthyle et l'inversion du sucre. L'auteur discute ces méthodes et les applique à un grand nombre de sels neutres ou hydrolysés à différentes températures et généralement à 100°. Pour ces deux réactions de premier ordre, la concentration c de l'ion H produisant la transformation doit être proportionnelle à la quantité $\frac{1}{t} \log \frac{a}{a-x} = k$ (concentration initiale du corps transformé ; x, quantité transformée au temps t). Les mesures fournissent en effet pour k des valeurs constantes pour une même concentration et permettant de calculer le degré d'hydrolyse de la dissolution.

Les résultats relatifs aux très nombreux sels étudiés sont résumés dans les conclusions qui terminent le mémoire original.

Meyer WILDERMANN. — Ueber die Geschwindigkeit der Reaktion... und das Gesetz der chemischen Gleichgewichtes heterogener Systeme... (Sur la vitesse de réaction... et la loi de l'équilibre chimique dans les systèmes hétérogènes). — P. 341-382.

L'auteur rappelle les recherches qu'il a publiées dans *The Report Brit. Assoc.*, 1896, sur les vitesses de solidification des liquides en

(1) Ces électrolytes ne vérifient plus la loi empirique d'Ostwald représentée par la relation : $\mu_{1024} - \mu_{32} = Cn_1n_2$, dans laquelle μ_{1024} désigne la conductibilité de la dissolution à 1 molécule dans 1024 litres ; μ_{32}, la conductibilité pour 1 molécule dans 32 litres ; C, une constante voisine de 10 ; n_1, n_2, les valences de l'anion et du cation.

surfusion, les vitesses de fusion des corps solides, les vitesses de cristallisation des solutions,etc. Ces recherches l'amenèrent à énoncer comme un fait général qu'avant l'équilibre complet il ne peut se produire que l'une des deux réactions inverses dans un système hétérogène, que l'équilibre complet est un équilibre statique, et non pas, comme on l'admet, un équilibre dynamique. La même loi générale est applicable à tous les cas d'équilibre: la vitesse de transformation est proportionnelle: 1° à la surface de séparation des deux phases en contact, augmentée d'une constante; 2° à la différence entre la température actuelle et la température d'équilibre; elle *s'annule* par conséquent à la température d'équilibre.

Le présent mémoire a pour objet de montrer l'application de cette loi aux phénomènes de dissociation et de donner une interprétation différente des constantes d'équilibre.

Lorsque des composés chimiques A, B, C, ... peuvent réagir entre eux pour donner lieu à des composés M, N, R, ... suivant la formule moléculaire :

$$aA + bB + cC + \dots = mM + nN + rR + \dots$$

si la transformation est réversible, la vitesse de chacune des deux réactions inverses est:

$$\left(\frac{dt}{dz}\right)_{A,\,B,\,C} = kp_A^a p_B^b p_C^c \dots \quad \text{et} \quad \left(\frac{dt}{dz}\right)_{M,\,N,\,R} = k'p_M^m p_N^n p_R^r \dots$$

$p_A, p_B, p_C, \dots, p_M, p_N, p_R, \dots$, étant les pressions partielles des corps A, B, C, ..., M, N, R, ...

Ces pressions partielles doivent être considérées comme des constantes pour les corps solides ou liquides. Guldberg et Waage interprètent ce fait en admettant que la masse active de ces corps est constante: Van't Hoff fait intervenir d'autres lois physiques: la constance de la tension de vapeur ou de la concentration de la dissolution à une même température. L'équilibre correspondant à l'égalité des vitesses de réactions inverses sera donné par la formule générale :

$$\frac{p_A^a p_B^b p_C^c \dots}{p_M^m p_N^n p_R^r \dots} = K,$$

les pressions des corps gazeux (ou dissous) figurant seules dans le

premier membre. L'auteur montre qu'on arrive aux mêmes conditions d'équilibre en partant de la loi qu'il a précédemment énoncée; mais leur interprétation est toute différente; il y a en réalité deux réactions: l'une est la transformation du corps solide ou liquide en ce même corps à l'état gazeux ou dissous, l'autre est la transformation réversible entre corps arrivés tous au même état gazeux ou dissous. Lorsque l'équilibre est atteint, la première transformation n'existe plus et l'équilibre, ne dépendant plus que de réactions en système homogène, obéit à la loi des masses actives.

Bakhuis ROOZEBOOM. — Erstarrungspunkte der Mischkrystalle zweier Stoffe (Points de solidification des cristaux mixtes de deux corps). — P. 385-412. — Umwandlungspunkte bei Mischkrystallen (Points de transformations dans les cristaux mixtes). — P. 413-429.

Van EYK. — Ueber die Bildung und Umwandlung der Mischkrystalle von Kaliumnitrat und Thalliumnitrat (Formation et transformation des cristaux mixtes d'azotates de potassium et de thallium). — P. 430-459.

Roozeboom étudie théoriquement les différents types qui peuvent être obtenus par la fusion homogène de deux composants capables de fournir seulement des cristaux mixtes par solidification. Nous citerons seulement la loi générale commune à tous les types. La partie fondue a, par rapport aux cristaux mixtes, une teneur plus grande en celui des composants qui abaisse la température de solidification.

Dans le deuxième mémoire, Roozeboom étend sa discussion aux cas où soit l'un des constituants, soit les cristaux mixtes peuvent se séparer sous deux ou plusieurs formes. Van Eyk vérifie ces conclusions avec les mélanges d'azotate de potassium et d'azotate de thallium; il suit tous les phénomènes de transformation et de congélation de ces mélanges entre 206°,1 (point de fusion de l'azotate de thallium) et 339° (point de fusion de l'azotate de potassium).

M. WILDERMANN. — Die Gefriermethode in verdünnten Lösungen (La méthode de congélation dans les solutions diluées). — P. 508-526. — Ueber die wahre und scheinbare Gefriertemperatur und die Gefriermethoden (Sur la température vraie et la température apparente de congélation; les méthodes de congélation). — P. 577-585.

Discussion des corrections nécessaires et des causes d'erreur inévitables dans la détermination du point de congélation de l'eau pure

avec un thermomètre à mercure divisé en millièmes ou en centièmes de degré. En admettant que tout expérimentateur ait un instrument absolument correct pour déterminer la température, en admettant encore qu'il n'existe aucune source d'erreur extérieure à la méthode, les résultats obtenus par différents expérimentateurs seront encore très variables et les différences pourront atteindre le $\frac{1}{100}$ de degré. On peut atteindre une précision beaucoup plus grande, supérieure à $\frac{1}{10000}$ de degré, en déterminant non seulement la vitesse de refroidissement et la température de convergence, mais encore la vitesse de formation et la vitesse de fusion de la glace.

R. ABBEGG et E. BOSE. — Ueber den Einfluss gleichioniger Zusätze auf die elektromotorische Kraft von Koncentrationsketten und auf die Diffusionsgeschwindigkeit; Neutralsalzwirkungen (Influence qu'exerce l'addition d'ions semblables sur la force électromotrice des chaînes de concentration et sur la vitesse de diffusion; actions des sels neutres). — P. 546-564.

Une conséquence connue de la théorie de Nernst sur les chaînes de concentration est que la différence de potentiel entre deux solutions électrolytiques de concentrations différentes diminue si l'on ajoute, en même concentration dans les deux dissolutions, un électrolyte ayant un ion commun; pour une concentration suffisante de l'électrolyte ajouté, la force électromotrice peut être rendue aussi petite que l'on veut. Les auteurs établissent les formules qui donnent la force électromotrice dans ce cas particulier; en écrivant que l'énergie électrique est la somme des travaux osmotiques, ils arrivent à une formule analogue à celle établie par Nernst pour les chaînes de concentration; seulement les concentrations C_1, C_2 sont augmentées d'une même quantité $\gamma \frac{u' + v}{u + v}$ (γ, concentration de l'ion commun ajouté; u, v, vitesses de transport des ions primitifs; u', vitesse de transport de l'ion nouveau introduit).

D'après la théorie de la diffusion de Nernst, ce sont les forces électromotrices au contact qui obligent les ions à diffuser en quantités équivalentes: elles retardent les ions les plus rapides et accélèrent les ions les plus lents; puisque ces forces électromotrices sont diminuées par l'addition d'un ion commun, leurs actions doivent être aussi plus ou moins diminuées selon la concentration de l'ion

ajouté. La formule précédemment établie permet de calculer le changement apporté dans la vitesse de diffusion.

En discutant le rapport calculé entre les quantités diffusées avec et sans addition d'électrolyte, on trouve que la vitesse de diffusion correspond simplement à la vitesse de transport du cation quand l'anion est en excès ; elle correspond à la vitesse de transport de l'anion quand le cation est en excès. Les acides et les bases dont les ions H et OH ont des vitesses de transport très grandes doivent augmenter beaucoup les vitesses de diffusion de leurs sels neutres en solutions aqueuses.

Des expériences purement qualitatives vérifient ces prévisions.

EDM. VAN AUBEL. — Ueber die Brechungsexponenten der Metalle (Sur les indices des métaux). — P. 563-567.

Tableau des indices de réfraction des métaux déduits, d'une part, des mesures directes de Drude, d'autre part des pouvoirs réfringents des sels métalliques. Les valeurs ne concordent pas entre elles et ne satisfont pas à la loi de Kundt : indice $\times$ conductibilité électrique $=$ constante.

E. COHEN et VAN EIJK. — Physikalisch-chemische Studien am Zinn (Etudes physico-chimiques sur l'étain). — P. 601-622.

L'étain blanc se transforme avec augmentation de volume en étain gris, lorsqu'on le maintient longtemps à très basse température. La mesure des forces électromotrices d'un élément formé par : Sn gris | $SnCl^2$ | Sn blanc, et l'étude de la variation de volume, conduisent à fixer à $+ 20°$ le point de transformation. La vitesse de transformation passe par un maximum vers $- 48°$; elle est considérablement augmentée par la présence de sel d'étain, ce qui permet de préparer très facilement l'étain gris.

E. COHEN. — Eine neue Art Umwandlungselemente (Une nouvelle espèce de couple de transformation). — P. 623-628.

Les deux modifications de l'étain précédemment étudiées permettent de constituer un nouveau type de pile.

Métal M sous la modification stable α.	Solution étendue d'un sel de M.	Métal M modification métastable β.

La théorie de tels éléments est aussi facile que celle des éléments de concentration et conduit, pour l'expression de la force électromotrice, à la formule:

$$E = \frac{RT}{nQ} \log \frac{P_g}{P_b},$$

P_g étant la tension de dissolution électrolytique du métal α, P_b celle du métal β. Au point de transformation, $P_g = P_b$ et par suite $E = 0$.

Pour les deux modifications de l'étain, la comparaison des différences de potentiel aux deux électrodes montre que P_g pour l'étain gris est plus petit que P_b pour l'étain blanc, à toute température inférieure au point de transformation. Si donc on plonge une tige d'étain gris et une tige d'étain blanc dans une dissolution de chlorure d'étain à une température inférieure à 20°, tout le métal passera à l'état d'étain gris; ce fait explique pourquoi la présence du sel d'étain rend si facile la transformation.

J. Guinchant.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

T. XVI; 1902 (*suite*).

H. CREW et J. BAKER. — On the thermal development of the spark spectrum of carbon (Développement du spectre de l'étincelle de carbone sous l'influence de la chaleur). — P. 61-72.

En observant le spectre d'une étincelle éclatant entre les électrodes d'un arc qu'il venait d'éteindre, l'un des auteurs s'était aperçu que les raies n'apparaissaient pas toutes à la fois, mais graduellement. C'est l'étude de ce fait, attribué au refroidissement progressif des électrodes et de la région placée entre elles, qui fait le sujet de ce mémoire.

Entre deux électrodes de charbon, on peut faire passer un courant de 15 ampères produisant un arc, ou celui d'une bobine d'induction donnant une étincelle. Un interrupteur approprié mis en mouvement par un petit moteur électrique est disposé de façon à interrompre le circuit de l'arc après l'avoir laissé brûler quelques secondes, et à fermer en même temps celui de l'étincelle. Après un temps variable,

mais défini, il ouvre un obturateur devant la fente du spectroscope, et le referme une seconde après. Il interrompt enfin le circuit de l'étincelle et ferme celui de l'arc. Ce cycle d'opérations recommence un nombre de fois suffisant pour que la plaque photographique soit bien impressionnée.

Les photographies prises à des époques suivant de $\frac{1}{6}$ de seconde à 12 secondes l'extinction de l'arc fournissent l'état du spectre de l'étincelle aux différents stades du refroidissement des charbons. L'aspect de l'étincelle change beaucoup. Silencieuse et presque invisible aux hautes températures, elle devient éclatante aux températures plus basses. Voici ses principales variations spectroscopiques (au moins pour la région du spectre comprise entre $\lambda\lambda$ 450 $\mu\mu$ et 300 $\mu\mu$).

1° *Bandes et raies de carbone.* — Les trois bandes du cyanogène $\lambda\lambda$ $421^{\mu\mu},6$, $388^{\mu\mu},3$, $359\mu\mu$ gardent dans tous les cas les mêmes intensités relatives. La large raie du carbone λ $426^{\mu\mu},75$ disparaît complètement dans l'étincelle chaude. La raie λ $336^{\mu\mu},1$ y persiste; les autres restent faibles.

2° *Raies de l'air.* — Aucune des raies de l'air n'apparaît sur les plaques au moment où les électrodes sont le plus chaudes. Quand elles se refroidissent, les raies les plus intenses apparaissent progressivement. Les bandes de l'azote, au contraire, d'abord très intenses, commencent à faiblir trois quarts de seconde après l'extinction de l'arc; 3 secondes après, on n'en voit plus que la trace.

3° *Impuretés.* — On aperçoit dans l'étincelle chaude quelques raies nouvelles d'impuretés que l'on ne voit pas dans l'étincelle froide. Quelques raies sont très diminuées d'intensité, tandis que d'autres, au contraire, sont très renforcées. Toutes les raies appartenant à une des séries de Kayser et Runge sont affectées de la même façon.

FRANK W. VERY. — The absorptive power of the solar atmosphere (Pouvoir absorbant de l'atmosphère solaire). — P. 73-91.

On sait, depuis Bouguer, que l'éclat du disque solaire va en diminuant du centre au bord. L'étude attentive de cette diminution d'éclat peut fournir des renseignements précieux sur l'épaisseur et la constitution d'une atmosphère solaire absorbante, dont il confirme l'existence.

A l'aide d'un spectro-bolomètre, M. Frank Very a fait des mesures de rayonnement, en des points bien déterminés du disque, de quelques radiations choisies dans tout le spectre. Comme l'avaient montré d'autres expérimentateurs, entre autres MM. Gouy et Thollon, il trouve que l'absorption des rayons violets est bien plus grande au bord du soleil que celle des rayons rouges, ce qui explique la couleur de cet astre, bleue au centre, rougeâtre sur les bords. Le calcul, pour les points où il a fait les mesures, des coefficients de transmission de l'atmosphère solaire, conduit à ce résultat remarquable qu'elle paraît plus transparente sur les bords que vers le centre. M. Frank Very met cette apparence sur le compte : 1° de la diffraction produite par les particules solides de la couronne ; 2° de la constitution de l'atmosphère où seraient rassemblés, dans des colonnes ou des courants verticaux, certains gaz absorbants ; 3° enfin des irrégularités de la surface de la photosphère, des grains de riz dont on n'aperçoit que les sommets lumineux sur les bords du soleil, tandis qu'au centre on voit aussi leurs intervalles plus sombres.

H.-C. PLUMMER. — Note on the concave grating (Note sur le réseau concave). P. 97-99.

L'auteur étudie l'aberration présentée par un réseau tracé sur une surface dont l'équation est $x = ay^2 + by^3 + cy^4$. Sa discussion montre que les réseaux tracés sur une parabole seraient inférieurs à ceux tracés sur une sphère.

EDWIN B. FROST. — Wave-lengths of certain lines of the second spectrum of hydrogen (Longueurs d'onde de certaines raies du second spectre de l'hydrogène). — P. 100-105.

Les raies nombreuses du second spectre de l'hydrogène que donnent beaucoup de tubes à vide pourraient très bien servir comme raies de comparaisons dans les études de spectroscopie stellaire, si leurs longueurs d'onde étaient mieux connues. Le mémoire de M. Frost donne leurs valeurs d'après ses propres déterminations.

P. ZEEMAN. — Observations on the magnetic rotation of the plane of polarization in the interior of an absorption band (Observation sur la rotation magnétique du plan de polarisation dans l'intérieur d'une bande d'absorption). — P, 106-113.

La théorie de Voigt exigerait que la rotation magnétique du plan de polarisation fût négative dans l'intérieur d'une bande d'absorption. Mais les expériences de Schman ([1]) ne vérifient pas cette prévision, et celles de Corbino ([2]) sont même en opposition avec elle, puisqu'elles montrent une très faible rotation positive. Au contraire, les expériences dont M. Zeeman publie les résultats dans ce mémoire sont en parfait agrément qualitatif avec la théorie.

Leur dispositif permet de faire apparaître à l'aide d'un système de prismes de quartz des franges d'interférence horizontales dans le spectre d'un arc dont les rayons traversent une flamme absorbante à vapeur de sodium. Quand la flamme est sous l'action du champ magnétique, les franges se déforment au voisinage des raies d'absorption, et on peut déduire de leur nouvel aspect la valeur de la rotation du plan de polarisation.

Dans la première série d'expériences, on faisait croître la quantité de vapeur de sodium, le champ restant constant. Les franges d'interférence grimpent alors des deux côtés des bandes d'absorption, tandis que la portion intérieure à la bande descend de plus en plus bas. Dans un champ de 20000 unités, ce déplacement correspond à une rotation *négative* de près de 400°. Dans la deuxième série d'expériences, on maintenait constante la quantité de vapeur et l'on faisait varier le champ. S'il croît, la portion des franges intérieures à la bande remonte, ce qui correspond à une diminution de la rotation négative ; s'il diminue, elle s'abaisse.

C. RUNGE et PASCHEN. — On the separation of corresponding series lines in the magnetic field (Séparation dans le champ magnétique des raies appartenant à des séries correspondantes). — P. 123-134.

Dans la première partie de ce travail ([3]), les auteurs ont étudié

([1]) *Drude's Ann. der Physik*, t. II, p. 280 ; 1900.
([2]) *Atti R. Acc. dei Lincei*, t. X, p. 137 ; 1901.
([3]) *Astrophys. Journ.*, t. XV, p. 333-339 ; — analysée dans ce *Journal*, p. 133 de ce vol.

l'action du champ magnétique sur les raies des séries de triplets des métaux Mg, Ca, Sr, Zn, Cd, Hg. Ils étudient maintenant la manière dont se comportent les raies des séries de doublets des spectres du sodium et de ceux des métaux Cu, Ag, Al, Tl. Voici les résultats importants auxquels ils sont arrivés, et qui concordent avec ceux qu'ils avaient déjà obtenus :

1° Les doublets observés dans les spectres des éléments Na, Cu, Ag, Al, Tl, ainsi que dans ceux de Mg, Ca, Sr, Ba, sont modifiés par le champ magnétique suivant un certain nombre de types qui se répètent dans les moindres détails d'un élément à l'autre : même nombre de composantes de mêmes intensités relatives, de même polarisation, séparées par les mêmes intervalles (à l'échelle des fréquences) ;

2° Ces types peuvent être rangés en trois classes qui correspondent aux trois séries. D'après les relations trouvées par Rydberg entre la série principale et la série étroite, on devait s'attendre à ce que les types correspondant à ces deux séries soient les mêmes, mais en ordre inverse. C'est ce que Runge et Paschen vérifient, en montrant que les raies des doublets de ces deux séries sont modifiées de la même façon, à condition de faire correspondre à la raie de plus petite longueur d'onde dans les doublets de l'une la raie de plus grande longueur d'onde dans les doublets de l'autre ;

3° Les distances des composantes de chacune des raies des doublets aux raies primitives non modifiées par le champ magnétique, sont les multiples d'un même nombre. Ce sont les multiples pairs pour l'une des raies, les multiples impairs pour l'autre. On a vu qu'il existe une loi semblable pour les séries des triplets des spectres des métaux Mg, Ca, Sr, Zn, Cd et Hg. Le nombre qui fournit alors, par ses multiples, les distances des composantes est à très peu près les $\frac{3}{2}$ du nombre trouvé pour les séries des doublets.

E. BARNARD. — Observations of the aurora made at the Yerkes Observatory 1897-1902 (Observations des aurores boréales à l'Observatoire Yerkes, 1897-1902). — P. 135-144.

Description de presque toutes les aurores boréales qui ont été visibles à l'observatoire Yerkes, pendant ces cinq années, époque de minimum pour l'activité solaire.

L.-B. TUCKERMAN. — Notes on spectro-photometric adjustments (Notes sur des dispositions spectro-photométriques). — P. 145-154.

Cette note contient quelques modifications apportées au spectrophotomètre de Brace[1] pour obtenir un éclairement plus uniforme du champ et pour permettre de faire des études sur l'absorption.

PETER LEBEDEW. — The physical causes of the deviations from Newton's law of gravitation (Les causes physiques des exceptions à la loi de la gravitation de Newton). — P. 155-161.

L'exemple le plus frappant d'une exception à la loi de Newton est donné par les queues des comètes, qui semblent soumises à une force répulsive issue du soleil. Képler, comme conséquence de la théorie de l'émission, attribuait cette répulsion au rayonnement de la lumière solaire ; Newton essaya de la faire rentrer dans sa loi de la gravitation en faisant l'hypothèse que le soleil est entouré d'une atmosphère très étendue, plus dense que les gaz des queues cométaires, qui, devant surnager d'après la loi d'Archimède, ne sont qu'en apparence repoussées par le soleil. Olbers émit l'hypothèse qui a prévalu depuis lors, celle d'une répulsion électrique suivant la loi de Coulomb. Il semble maintenant que l'on doive revenir à l'explication de Képler, Maxwell et Bartoli ayant établi théoriquement l'existence d'une pression de la lumière que MM. Lebedew et Nicol et Hull ont pu mesurer expérimentalement. Pour un corps sphérique de grandes dimensions par rapport aux longueurs d'onde de la lumière, l'action résultante du soleil est, en fonction de la force de la gravitation $F = 1 - \frac{1}{10000}\frac{1}{r\delta}$. r est le rayon du corps en centimètres, δ sa densité. Si les dimensions du corps sont moindres que 1 centimètre, on peut observer un écart par rapport à la loi de Newton.

PERCIVAL LEWIS et A. S. KING. — Nitrogen bands vs. « New heads to cyanogen bands » in arc spectra (Bandes de l'azote dans le spectre de l'arc, prises pour de nouvelles têtes aux bandes du cyanogène). — P. 162-165.

Le Prof. Hutchins a publié dans le numéro de juin de l'*As-*

[1] *Phil. Mag.*, t. XLVIII, p. 420; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. IX, p. 112; 1900.

troph. Journ. [1] une reproduction d'une photographie du spectre de l'arc éclatant entre des électrodes de cuivre, où l'on voit une bande dont la tête a une longueur d'onde λ $391^{\mu\mu},447$. Il suppose que cette nouvelle tête appartient au groupe du cyanogène. Les auteurs de cette note font remarquer que M. Deslandres a montré [2] que la bande principale du spectre de l'électrode négative d'un tube à azote a une tête de longueur d'onde λ $391^{\mu\mu},46$; en outre, toutes les raies qui composent les bandes de ce spectre sont alternativement fortes et faibles, et cette particularité se reproduit d'une manière frappante dans la photographie du Prof. Hutchins. En comparant des longueurs d'onde des raies de cette photographie avec celles du dessin de M. Deslandres, on trouve une correspondance presque absolue. Ces faits conduisent à admettre que la bande observée par le Prof. Hutchins dans le spectre de l'arc n'appartient pas au cyanogène, mais à l'azote. D'après les auteurs, ce serait la première fois que l'on signalerait dans le spectre de l'arc des raies ou des bandes appartenant à un gaz élémentaire permanent autre que l'hydrogène.

GAVIN J. BURNS. — The total light of all the stars (La lumière totale de toutes les étoiles). — P. 166.

L'auteur compare l'éclat relatif des différentes régions de la voie lactée à celui du ciel extragalactique, en les regardant à travers des glaces de verre superposées en nombre convenable pour qu'elles semblent avoir la luminosité générale du ciel. Il trouve que l'éclat de la voie lactée est seulement deux ou trois fois plus grand que celui du reste du ciel. Pour comparer l'éclat d'une étoile à celui du fond du ciel, il observe l'étoile à l'aide d'un petit réfracteur, en visant avec l'oculaire un plan variable en dehors du foyer, de telle façon que le disque obtenu pour l'image de l'étoile ait un éclairement égal à celui de la petite portion du ciel visible à travers un trou percé dans un écran. Il trouve qu'un demi-degré carré de la surface du ciel extragalactique envoie autant de lumière qu'une étoile de cinquième grandeur.

---

(1) *J. de Phys.*, p. 131 de ce vol.
(2) *C. R.*, t. CIII, p. 375 ; 1886.

H. SEELIGER. — The nebulæ in the vicinity of Nova Persei (Les nébuleuses dans le voisinage de la Nova de Persée). — P. 187-197.

ARTHUR R. HINKS. — The movements in the nebula surrounding Nova Persei (Mouvement dans la nébuleuse entourant la Nova de Persée). — P. 198-202.

MM. Seeliger et A. Hinks examinent en détail l'hypothèse de M. Kapteyn. Cet astronome explique les mouvements qui semblent se produire dans la nébuleuse entourant la Nova de Persée en admettant qu'ils ne sont qu'une apparence produite par l'illumination successive de matières nébuleuses, de plus en plus éloignées de la Nova, l'onde lumineuse qui les frappe ayant pris naissance au moment de l'apparition de cet astre.

M. Seeliger répond aux objections qu'a faites M. L. Bell à cette théorie[1]. La principale était l'absence de lumière polarisée dans la nébuleuse ; mais il est très difficile de la mettre en évidence dans les corps célestes, même quand elle n'est pas douteuse, comme sur les montagnes de la lune, et la lumière des planètes et des têtes de comètes.

Il n'est pas étonnant que l'on n'en ait point trouvé dans une source de lumière aussi faible que la nébuleuse de la Nova.

A.-L. CORTIE. — Minimum sun-spots and terrestrial magnetism (Minimum des taches solaires et magnétisme terrestre). — P. 203-210.

Il existe bien certainement une connexion entre l'apparition des taches solaires et les orages magnétiques terrestres, car leurs périodes et leurs irrégularités sont complètement synchrones et semblables; mais cette relation ne semble pas être celle de cause à effet. On l'observe sur des courbes obtenues à l'aide de moyennes embrassant des espaces de temps assez longs, tandis que, si les taches solaires étaient la cause des orages magnétiques, leur action devrait se faire sentir dans tous les cas particuliers. Les quatre dernières années ont été des périodes de grand calme, pendant lesquelles la comparaison des deux phénomènes put être faite très facilement. En comparant individuellement l'apparition des princi-

---

(1) *J. de Phys.*, p. 543 de ce vol.

pales taches avec les perturbations magnétiques, M. Cortie trouve que de très belles taches se produisent sans perturbation, et que les plus grandes perturbations n'ont pas été accompagnées de taches. Il est donc probable que la seule corrélation qui puisse exister entre les deux phénomènes est celle qui relie deux effets indépendants d'une même cause.

GEORGE E. HALE. — Solar research at the Yerkes Observatory (Recherches solaires à l'Observatoire Yerkes). — P. 211-233.

Cette note donne le plan des études journalières de la surface solaire entreprises à l'Observatoire Yerkes depuis 1894. Leur importance est mise en évidence par les perturbations remarquables qui se produisent parfois dans le spectre de la chromosphère au voisinage des taches, et dont M. G. Hale cite un bel exemple. Dans une série de photographies, prises les unes à la suite des autres, du spectre d'une région de la surface où se trouvait une tache importante, il y en a une bien différente des autres. Le spectre continu de la tache y est très affaibli au voisinage des raies du calcium qui disparaissent presque ; les intensités des diverses raies de la chromosphère ne sont plus les mêmes, et des raies très brillantes apparaissent au milieu des raies noires. Les spectres pris avant et après celui-là sont intermédiaires entre ce spectre anormal et le spectre ordinaire.

SCHEINER et WILSING. — Determination of the intensity-ratios of the principal lines in the spectra of several gaseous nebulæ (Détermination des rapports des intensités des principales raies des spectres de plusieurs nébuleuses gazeuses). — P. 234-245.

Ces mesures des intensités relatives des trois raies principales des spectres des nébuleuses ont été faites avec un spectrophotomètre construit sur le principe de celui de Crova, et adapté au grand réfracteur de l'Observatoire de Potsdam. Leur principal résultat est que dans les neuf nébuleuses observées, le rapport des intensités lumineuses est constant entre la première et la deuxième des trois raies, mais est très variable entre la première et la troisième. Cette conclusion semble montrer que la première et la deuxième raie appartiennent à un même élément encore inconnu, et

que l'hydrogène, auquel doit appartenir la troisième raie, ne se trouve pas dans les mêmes conditions physiques dans les différentes nébuleuses.

HENRY CREW. — Note on the wave-lenght, of the magnesium line at λ 4481 (Note sur la longueur d'onde de la raie du magnésium λ 4481). — P. 246-248.

Cette raie n'est pas visible dans le spectre de la flamme du magnésium, ni dans celui de l'arc; elle est bien nette dans le spectre de l'étincelle condensée ; de même elle est très faible dans le spectre des étoiles des types II et III, mais très belle dans celui des étoiles du type I. Scheiner en a conclu que la température de ces étoiles était comparale à celle de l'étincelle condensée. A cause de l'intérêt qui s'attache à cette raie, M. H. Crew en a mesuré la longueur d'onde. Il trouve 4481,324 tandis que les mesures sur les spectres stellaires donnent 4481,43. De plus cette raie est très diffuse dans les spectres des sources terrestres, tandis que, dans les spectres stellaires elle est nette, étroite et très brillante. Ces différences notables pourraient tenir à une erreur d'attribution de la raie stellaire qui serait la raie du titane λ 4481,438 Mais, d'après le Prof. Ed. Frost, cela ne peut pas être, car la raie en question est très brillante dans des étoiles où l'on ne trouve pas de raie du titane.

C. PERRINE. — Observations of the Nebulosity about Nova Persei for polarization effects (Observations de la nébulosité entourant la Nova Persei, pour y rechercher des effets de polarisation). — P. 257.

Description et résultat des observations faites pour rechercher si la lumière envoyée par la nébuleuse de la Nova est polarisée. M. Perrine photographiait pour cela les deux principales condensations A et D, en plaçant un prisme à double image sur l'axe optique de son télescope. Pour tenir compte de l'influence de la réflexion sur les miroirs du télescope, il a fait une expérience supplémentaire en envoyant dans le télescope muni du prisme la lumière de α Lyre réfléchie par un héliostat. La comparaison des images photographiques obtenues dans ces deux sortes d'observations conduit M. Perrine à admettre qu'il y a peu ou point de polarisation pour la condensation D. Pour A le résultat est moins net.

J. BAILLAUD.

Le Journal de Physique théorique et appliquée, publié par MM. E. Bouty, G. Lippmann, E. Mascart et A. Potier, est le seul périodique français contenant des articles originaux et des analyses de mémoires français ou étrangers relatifs à toutes les branches de la physique générale et même à la physicochimie (1).

N'insérant que des mémoires de faible étendue, qui souvent résument sous une forme didactique et définitive des travaux de très longue haleine publiés *in extenso* dans d'autres recueils, il réunit dans ses douze fascicules mensuels, qui forment un volume d'environ 900 pages, beaucoup plus de résultats que la plupart des Périodiques, astreints à publier de longs mémoires.

Les analyses du *Journal de Physique* se rapportent aux mémoires parus non seulement dans les grands Périodiques étrangers, mais encore dans les Bulletins, peu répandus, d'un grand nombre de Sociétés Savantes.

Pour se rendre compte de la quantité considérable de matières condensées dans le *Journal de Physique*, il suffit de se reporter à la Table des matières des trois premières séries de ce recueil (1872-1901), qui vient de paraître (2), et où les articles originaux et les analyses sont classés d'une part par ordre de matières, d'autre part par noms d'auteur. Cette table constitue le plus commode et le plus pratique des répertoires de physique ; elle permet de retrouver aisément tous les mémoires importants relatifs à une même question et d'embrasser d'un coup d'œil tous les progrès accomplis dans chaque branche de la physique pendant cette période si féconde des trente dernières années.

---

(1) Les abonnements au *Journal de Physique* sont annuels et partent de Janvier.

Prix pour un an (12 numéros)

France........................	17 francs.
Autres pays....................	18 francs.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. *Sandoz*, rue Rataud, 11, Paris, 5e.

Les 10 premiers volumes (1872-1881) se vendent séparément... 20 francs.
Les vingt derniers volumes (1882-1901) se vendent séparément. 15 francs.

(2) La Table générale des trois séries du *Journal de Physique* (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste : 10f,90.
Adresser les demandes à M. *Sandoz*, 11, rue Rataud, Paris (5e).

TABLE DES MATIÈRES.

SEPTEMBRE 1903.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. [illegible]

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIEME SERIE.

TOME II. — OCTOBRE 1903.

(*Clos le* 20 *Août.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, **tous les bureaux de poste de France**, **d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements.** Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M.** Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, **ni aucuns frais supplémentaires.**

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément. . . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS, 6e.

La Société française de Physique a déjà publié cinq volumes de Mémoires relatifs à la Physique et trois volumes du Recueil de données numériques, savoir :

Tome I. *Mémoires de Coulomb* (publiés par les soins de M. Potier). Grand in-8°, avec figures et planches; 1884. In-8°, 12 fr.

Tome II. *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Œrsted, Ampère, Arago, Davy, Biot et Savart, Fresnel, G. et A. de la Rive, Faraday, Savary. Grand in-8°, avec figures et planches; 1885. 12 fr.

Tome III. *Mémoires sur l'Électrodynamique* (publiés par les soins de M. Joubert). Ce volume contient des Mémoires d'Ampère et Weber. Grand in-8°, avec figures; 1887. 12 fr.

Tome IV. *Mémoires sur le Pendule*, précédés d'une *Bibliographie* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des mémoires de La Condamine, Borda, de Prony, Kater, Bessel. Grand in-8°, avec figures et 7 planches; 1889. 12 fr.

Tome V. *Mémoires sur le Pendule* (publiés par les soins de M. Wolf). Ce volume contient des Mémoires de Bessel, Sabine, Baily, Stokes. Grand in-8°, avec figures et 1 planche; 1891. 12 fr.

Recueil de données numériques. Optique, par M.-H. Dufet.

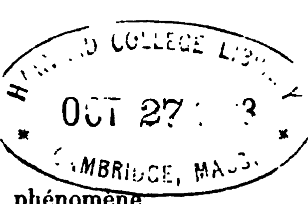
Tome. I. *Longueurs d'onde. Indice des gaz et des liquides.* In-8°. 15 fr.

Tome II. *Propriétés optiques des solides.* In-8°. 15 fr.

Tome III. *Pouvoirs rotatoires. Couleurs d'interférence.* Supplément, in-8°, 15 fr.

DE LA PROPAGATION ANOMALE DES ONDES ;

Par M. G. SAGNAC (1).



I. — Résultats actuels.

1. Front d'ébranlement et ondes. — Dans un même phénomène ondulatoire peuvent coexister deux vitesses de propagation très différentes : 1° la vitesse de transport du *front d'ébranlement* en avant duquel le milieu est encore au repos ; 2° la vitesse de transport des maximums et des minimums qui définissent les *ondes* successives. Dans le cas d'un liquide ébranlé à sa surface, on voit, en effet, l'arête et le thalweg de chacune des rides ou ondes qui suivent un front d'ébranlement se transporter plus vite que ce front et venir y disparaître.

La théorie de ces phénomènes, d'abord donnée par lord Rayleigh (2), a été faite ensuite d'une manière plus complète par M. Gouy (3), qui l'a étendue le premier à la propagation de la lumière, où elle se trouve confirmée par les expériences de M. Michelson.

2. Loi simple relative à la propagation d'un front d'ébranlement. — Dans tous les cas où la vitesse de propagation d'un front d'ébranlement a une valeur définie V pour un front d'ébranlement de forme plane, qui se propage dans un milieu homogène et isotrope, elle a nécessairement cette même valeur V pour un front d'ébranlement de forme sphérique, de rayon quelconque, issu d'un centre élémentaire d'Huyghens pris sur le front plan.

En effet, considérons un front d'ébranlement plan qui est situé en P_0 (*fig.* 1) à l'époque t_0 et vient en P à l'époque t, après avoir parcouru, suivant une normale εh, la distance $r = V(t - t_0)$. Par hypothèse, la vitesse V est bien définie et indépendante de la distance r.

Appliquons alors le principe dû à Huyghens en le restreignant à sa partie incontestable, que nous appellerons le *principe des fronts-enveloppes* : à l'époque t_0, chacun des éléments ε, ε' du front P_0 est

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 15 mai 1903.

(2) Lord Rayleigh, *Theory of Sound.*

(3) Gouy, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 6e série, t. XVI, p. 262-289.

le point de départ d'un front d'ébranlement élémentaire s, s', ... A l'époque t, tous ces fronts forment dans le milieu isotrope et homogène des sphères s, s', ... de même rayon r_1, qui sont tangentes à un même plan P_1 parallèle à P_0.

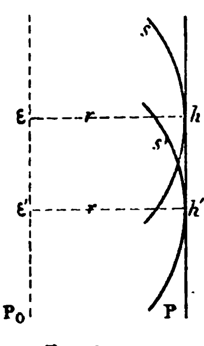


Fig. 1.

Suivant une remarque évidente d'Huyghens, la région du milieu située au delà de l'enveloppe P_1 des fronts sphériques élémentaires s, s', ... est encore au repos. Par suite, l'enveloppe P_1 coïncide avec le front P de l'ébranlement. On a donc :

$$r_1 = r = V(t - t_0),$$

et ce résultat subsiste quel que soit r, ce qu'il fallait démontrer.

3. Anomalies de la propagation des ondes sphériques au voisinage de leur centre d'ébranlement. — Le résultat précédent n'a pas d'analogue dans la propagation des ondes :

Soit dans un milieu homogène et isotrope un centre C animé d'un ébranlement sinusoïdal de période θ. Soit M un point situé à la distance r du centre C. Supposons qu'en même temps des vibrations u sinusoïdales de période θ se propagent suivant CM par ondes planes normales à CM, et comparons-leur les vibrations u' issues de C qui se propagent par ondes sphériques de centre C.

La vitesse de propagation des ondes planes est définie par la vitesse de transport de la phase des vibrations u; c'est une constante W, si l'amplitude des vibrations est assez petite ; leur longueur d'onde : $\lambda = W\theta$, est aussi une constante (longueur d'onde normale).

La vitesse de propagation des ondes sphériques est définie par la

vitesse de transport de la phase des vibrations u'. Sa valeur W', est en général différente de W, varie avec le rayon r des ondes sphériques et tend vers W quand r augmente indéfiniment. Autrement dit, il n'y a plus de longueur d'onde constante et le phénomène vibratoire, qui, en un point fixe M de l'espace, est périodique dans le temps, n'est plus, à un instant donné, périodique dans l'espace le long du rayon CM.

Si les vibrations u et u' sont supposées synchrones en C, elles présentent en M une différence de phase φ qui est fonction de r et tend vers une limite quand r croît indéfiniment. La valeur de φ atteint déjà très sensiblement sa limite dès que r devient comparable à quelques longueurs normales λ.

La forme de la fonction $\varphi(r)$ présente divers types suivant la nature de l'ébranlement du centre C.

Le type le plus simple et le seul qu'il importe de signaler ici est commun à la propagation des trois espèces suivantes de vibrations sinusoïdales :

1° Vibrations mécaniques longitudinales émises par une sphère pulsante, petit ballon gonflé qui s'enfle et se désenfle périodiquement. M. Gouy a insisté sur ce cas (1), dont l'étude se fait à l'aide de la théorie dynamique due à Euler;

2° Vibrations mécaniques transversales émises par une petite sphère de rayon invariable qui oscille autour de son centre fixe. La théorie dynamique de la propagation de ces vibrations a été donnée par M. V.-A. Julius (2);

3° Vibrations électriques émises par un doublet magnétique formé de deux masses magnétiques $+m$ et $-m$ que sépare une petite distance ε et dont le moment $(m\varepsilon)$ oscille sinusoïdalement. La solution du problème de la propagation est ici donnée par la théorie électromagnétique et a été présentée sous une forme très simple par M. P. Zeeman (3).

Dans ces trois cas, la phase des vibrations u' des ondes sphériques issues du centre d'ébranlement C, supposée en C la même que la phase des vibrations u, prend, par rapport à ces vibrations u, une avance continûment croissante avec la distance r et représentée par

---

(1) Gouy, *Ann. de Chimie et de Phys.*, 6e série, t. XXIV, p. 147-175; 1891.
(2) V.-A. Julius, *Archives Néerlandaises*, 1re série, t. XXVIII, p. 226-235; 1895.
(3) P. Zeeman, *Archives Néerlandaises*, 2e série, t. IV, p. 318; 1901.

la formule :

$$\varphi = \frac{1}{2\pi} \text{ arc tang } \frac{2\pi r}{\lambda}, \tag{1}$$

dans laquelle λ est la longueur d'onde normale.

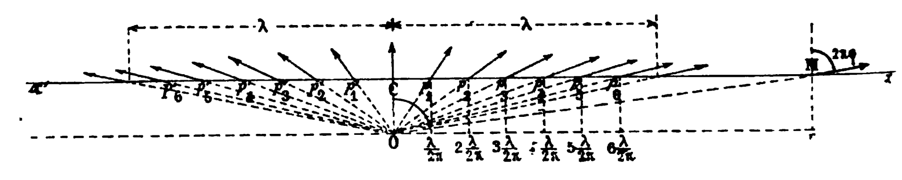


Fig. 2.

En chaque point M du rayon $x'Cx$ (*fig.* 2) qui passe par le centre d'ébranlement C, l'angle $2\pi\varphi$, dont la tangente est égale à $\frac{2\pi r}{\lambda}$, est l'angle en O du triangle COM, rectangle en C, construit sur les côtés : $\overline{CM} = r$ et $\overline{CO} = \frac{\lambda}{2\pi}$ On voit que φ est déjà égal à $\pm\frac{1}{8}$ en p_1 et p_1', où $r = \pm\frac{\lambda}{2\pi}$, et tend vers $\pm\frac{1}{4}$ quand M ou M' s'éloignent de C, de sorte que, pour $r = \pm\lambda$, $\pm\varphi$ atteint déjà les $\frac{9}{10}$ de sa valeur limite $\frac{1}{4}$.

4. Changement de signe des vibrations à la traversée d'une région focale. — D'autrepart, M. Gouy a démontré [1], par une théorie purement cinématique applicable à toutes les espèces de vibrations, le théorème suivant.

Soit F le foyer réel d'un point vibrant, d'un point lumineux par exemple, fourni par un système aplanétique, tel qu'un miroir ou une lentille. Comme M. Gouy l'a montré [2], on peut toujours, même dans le cas de la lumière, ramener l'étude des vibrations et de leur propagation au cas simple d'une vibration sinusoïdale. Considérons alors les vibrations u' sinusoïdales de période θ qui produisent l'image focale dont le centre est en F et comparons les aux vibrations u qui se propageraient par ondes planes perpendiculaires à l'axe OF du

(1) Gouy, *Ann. de Chimie et de Phys.*, *loc. cit.*, *Ondes sphériques*, p. 188-191.
(2) Gouy, *J. de Phys.*, 2e série, t. V, p. 354 ; 1886 ; — et *Ann. de Chimie et de Phys.*, 6e série, t. XVI, p. 262-289.

système convergent. Si les vibrations u et u' sont synchrones en un point A de OF situé assez loin en avant du foyer F, elles ne le sont plus au foyer F et la phase des vibrations u' y est en avance, sur celle des vibrations u, de un quart de période, à un nombre entier près de périodes ; depuis F jusqu'en un point P situé assez loin au delà de F, les vibrations u' prennent encore une avance de un quart de période sur les vibrations u, de sorte que les vibrations u et u', supposées synchrones en A avant le foyer, présentent en P, au delà du foyer, des signes opposés. Comparées aux vibrations u de vitesse de propagation normale et constante W, les vibrations u' changent donc de signe dans le trajet AFP.

Si l'on fait interférer les vibrations u' avec les vibrations u, elles doivent produire un phénomène d'interférence de centre brillant en A et de centre noir en P.

On ne change rien à ce résultat si l'on suppose que les vibrations u se propagent non plus par ondes planes, mais par ondes sphériques dont le rayon est notable par rapport à λ.

M. Gouy a vérifié son théorème dans le cas des vibrations lumineuses [1] : il éclaire par un point lumineux un système de deux miroirs de Fresnel : l'un des deux miroirs est plan et réfléchit des vibrations u qui se propagent par ondes sphériques de grands rayons avec la vitesse normale W ; l'autre miroir est concave et réfléchit des vibrations u', qui forment un foyer réel F. En avant du foyer F, M. Gouy observe des franges d'interférence semi-circulaire dont le centre est blanc comme si les deux miroirs étaient plans ; au voisinage du foyer, ces franges disparaissent ; à une distance suffisante au delà du foyer, les franges reparaissent et subsistent désormais avec un centre noir.

Le même résultat a été ensuite vérifié au moyen de dispositifs nouveaux :

M. Fabry a montré [2] qu'il suffit d'éclairer par un point lumineux F_0, sous une incidence voisine de la normale, un système producteur d'anneaux de Newton (miroir plan et lentille), de manière que les deux systèmes de vibrations u et u', réfléchies par les deux faces de la lame mince d'air, forment deux foyers réels F et F'. On observe,

---

(1) Gouy, *Ann. de Chimie et de Phys.*, 6e série, t. XXIV. *Expériences d'interférence*, p. 197-203.

(2) Ch. Fabry, *la Propagation anomale des ondes lumineuses et les anneaux de Newton* (*J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 22; 20 juillet 1892).

le long de l'axe FF', un centre d'anneaux d'interférence complets, non localisés. Si la lentille est au contact du miroir plan, le centre des anneaux est noir entre la lentille et le foyer F le plus rapproché; il devient blanc au delà de F et de nouveau noir au delà de F'. Le changement de signe a lieu ici pour les vibrations u à la traversée du foyer F, et, pour les vibrations u', à la traversée du foyer F'.

La même méthode de vérification a été ensuite indiquée par M. P. Joubin (1).

Enfin M. P. Zeeman (2) a réalisé une expérience plus brillante en éclairant par transmission, au moyen d'un point lumineux F_0, une lentille L de spath d'Islande plan convexe, dont la face plane est parallèle à l'axe du spath et qui est placée entre deux nicols croisés ou parallèles. On observe, autour de l'axe focal, des anneaux de polarisation chromatique non localisés. Pratiquement, afin de pouvoir observer ces anneaux en lumière blanche, on superpose à la lentille L une lame de spath parallèle à l'axe, dont la section principale est croisée avec celle de la lentille L. Si l'épaisseur de cette lame est égale à l'épaisseur de la lentille en son sommet, on a, quand les nicols sont croisés, des anneaux à centre noir au-delà du nicol analyseur jusqu'au voisinage du foyer ordinaire O de la lentille L. Le centre des anneaux est brillant au delà du foyer ordinaire O, jusqu'au voisinage du foyer extraordinaire E ; il est de nouveau noir au delà du foyer extraordinaire. Les deux systèmes de vibrations interférentes, l'ordinaire et l'extraordinaire, ont successivement changé de signe, chacun à la traversée de son foyer.

5. **Théories proposées au sujet de la propagation anomale dans le voisinage immédiat d'un foyer.** — Aucune des expériences précédentes n'a permis jusqu'ici de trouver suivant quelle loi progressive s'effectue le changement de signe dans la région focale. Dans toutes ces expériences, à mesure qu'on approchait du foyer, les franges d'interférences se resserraient et s'altéraient, de manière à disparaître complètement à une distance du foyer encore grande vis-à-vis de la longueur d'onde normale λ.

On a cherché à déterminer par voie théorique la loi de la propagation anomale au voisinage immédiat d'un foyer, en admettant

(1) P. Joubin, *Remarques sur le passage d'une onde par un foyer* (*C. R.*, t. XCV, p. 932 ; 1892).
(2) P. Zeeman, *loc. cit.*

qu'un foyer se comporte comme un centre d'ébranlement : M. Gouy a assimilé un foyer sonore à une sphère pulsante ([1]). M. Julius ([2]) a assimilé un foyer lumineux à un centre de glissement. Enfin M. P. Zeeman ([3]), à la suggestion de M. van der Waals, a rapproché les anomalies des vibrations lumineuses au voisinage d'un foyer et les anomalies des vibrations électriques au voisinage d'un doublet magnétique oscillant.

Dans chacune de ces manières de voir, les anomalies de la propagation au voisinage d'un foyer se représentent au moyen de l'expression (1) de l'avance de phase φ déjà définie.

Ces anomalies sont représentées, comme nous avons vu, au moyen des variations de l'angle $2\pi\varphi$ égal à COM (*fig.* 2); le point C de la figure 2 est maintenant le foyer F.

S'il en était ainsi, les variations graduelles de la phase φ pourraient s'observer seulement au voisinage immédiat du foyer F, sur une longueur de l'axe focal comparable à la longueur d'onde normale λ.

Comme les franges d'interférences observées par M. Gouy, par M. Ch. Fabry, par M. P. Zeeman, disparaissaient au voisinage du foyer et jusqu'à une distance du foyer bien plus grande que λ, les expériences de ces physiciens n'avaient pu mettre en évidence que le phénomène limite : variation de φ égale à $\frac{1}{2}$ d'un point A à un point P situés de part et d'autre du foyer F, à une assez grande distance de F.

Des considérations cinématiques qui me paraissent incontestables m'ont amené à rejeter les théories d'émission que je viens de résumer, et m'ont donné une solution du problème qui diffère complètement de la solution représentée par l'équation (1). Des expériences d'interférences, dans lesquelles les franges se voient au voisinage du foyer et au foyer lui-même, m'ont permis de vérifier les principales conséquences de ma théorie.

([1]) Gouy, *Ann. de Chimie et de Phys., loc. cit., Passage d'une onde par un foyer*, p. 182-186.
([2]) V.-A. Julius, *loc. cit.*
([3]) P. Zeeman, *loc. cit.*

ÉTUDE MICROGRAPHIQUE ET MÉCANIQUE DES ACIERS AU NICKEL;

Par M. Léon GUILLET [1].

Différentes formes allotropiques du fer. — Après les travaux de M. Osmond, on admet généralement que le fer peut exister sous trois états désignés par les lettres α, β et γ. Les trois états de changement sont caractérisés par des dégagements de chaleur au refroidissement, par la perte de magnétisme, par les variations de la résistance électrique qu'éprouve le fer à différentes températures.

Le fer α est magnétique et il ne dissout pas le carbone.

Le fer β est non magnétique et ne dissout pas le carbone.

Le fer γ est non magnétique et dissout le carbone.

De plus, d'après M. Osmond, lorsqu'on obtient, dans des circonstances que nous allons voir, le fer γ, et lorsque ce fer γ a commencé à se transformer, il est impossible d'empêcher cette transformation de se continuer, de telle sorte que le fer β n'a pu être isolé sans fer α et que, partant, un acier ne peut et ne doit être non magnétique que s'il est formé de fer γ.

Un autre point très important est la combinaison que le fer peut donner avec le carbone. Le carbure de fer nommé *cémentite* a pour formule Fe^3C et a pu être obtenu par différents moyens. On a pu notamment l'isoler des aciers recuits, ce que l'on ne peut faire avec des aciers trempés.

Ce carbure a la propriété de se dissocier à environ 700°.

De telle sorte qu'au-dessus de cette température le carbone est dilué dans la masse, tandis qu'au-dessous il est combiné.

M. Osmond a appelé: A_1 la température à laquelle le fer α se transforme en fer β (750° dans le fer pur);

A_3, la température à laquelle le fer β se transforme en fer γ (850° dans le fer pur).

Empressons-nous d'ajouter que, d'après les travaux de Roberts-Austen et de M. P. Curie, le fer pourrait exister sous un nouvel état au-dessus de 1300°.

Différents constituants des aciers. — Avec M. Osmond on admet :

La *ferrite* ou fer pur, qui apparaît en grains polygonaux dans

[1] Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 1er mai 1903.

les aciers doux sous l'influence de l'acide azotique, de l'acide picrique, etc.;

La *cémentite* ou carbure de fer Fe^3C, composé très dur qui n'est pas coloré par l'acide azotique ou l'acide picrique, mais est fortement coloré par le picrate de soude[1];

La *perlite*, qui est l'eutectique : ferrite et cémentite. Elle est donc formée de lamelles alternantes de ferrite et de cémentite. Elle est colorée en noir par l'acide picrique, etc...

Les aciers recuits sont constitués de ferrite et perlite, quand ils contiennent moins de 0,900 0/0 de carbone; de perlite et de cémentite, lorsqu'ils renferment plus de 0,900 0/0 de carbone;

La *martensite*, constituant formé d'aiguilles très fines dirigées suivant trois directions. C'est le constituant qui caractérise une bonne trempe;

La *troostite*, composé qui se présente lorsqu'on trempe l'acier à une température un peu trop basse, ou dans un bain moins actif que l'eau froide (l'huile par exemple);

L'*austenite*, qui ne se produit que lorsqu'on exagère toutes les conditions qui augmentent la dureté de la trempe. Il faut avoir un acier assez carburé (au moins 1,1 0/0 de carbone), le chauffer à 1000° et le tremper dans un bain qui soit à une température inférieure à 0°. L'austenite n'est jamais pure;

Enfin la *sorbite*, qui se produit surtout dans le recuit de l'acier, et qui n'est en somme que de la perlite dont on ne distingue pas les éléments au microscope.

I. — Recherches sur les aciers au nickel.

On sait depuis les recherches de M. Osmond que le nickel abaisse les points de transformation.

Si l'on considère des aciers contenant très peu de carbone et dans lesquels le nickel va en croissant de 0 à 30 0/0, et si l'on prend le point de transformation magnétique, on obtient la courbe ci-après (*ox*, proportions en nickel; *oy*, températures).

Ces courbes divisent les aciers en deux catégories, les aciers irréversibles et les aciers réversibles (M. Guillaume).

Pour les aciers irréversibles, il y a un écart très grand entre le

---

(1) Ivgewski, travail exécuté au laboratoire de M. Le Chatelier.

point de transformation à l'échauffement et le point de transformation au refroidissement, tandis que cet écart n'est plus que de 10° pour les aciers réversibles.

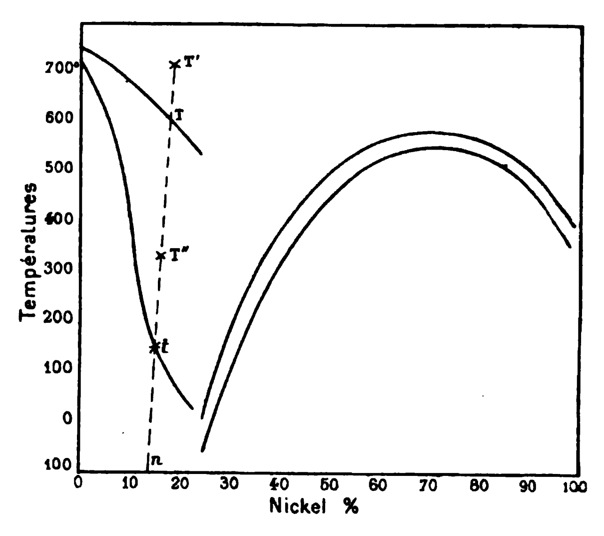


Fig. 1.

Le maximum est obtenu dans la seconde partie de la courbe pour environ 70 0/0 de nickel.

Micrographie des aciers au nickel. — La microstructure des aciers au nickel a déjà donné lieu à quelques travaux de la part de M. Osmond.

L'un des mémoires y ayant trait a été publié, en janvier 1900, dans les *Annales des Mines.* M. Osmond, y étudiant la cristallographie du fer, rappelle que certains aciers au nickel, n'étant pas magnétiques, doivent contenir le fer à l'état γ et le nickel à l'état β. Il étudie, en vue de trouver la structure du fer γ, la micrographie de ces aciers et note la microstructure polyédrique.

Dans un second mémoire (1) dont nous n'avons eu connaissance qu'à la fin de notre travail, M. Osmond est beaucoup plus explicite et divise les alliages de fer et de nickel en trois groupes : le premier, semblable aux aciers au carbone ordinaires; le second, à structure martensitique ; le troisième, à structure polyédrique.

(1) *Bulletin de la Société des Ingénieurs civils de Londres*, 1899,

Le hasard nous a amené à étudier cette question d'une manière très complète.

Les aciéries Jacob-Holtzer nous fournirent trois séries d'aciers au nickel d'une pureté remarquable : l'une à 0,120 de carbone, l'autre à 0,230 environ, la troisième à 0,800 environ. Dans chaque série, la teneur en nickel allait en croissant de 0 à 30 0/0.

Pour des teneurs plus élevées, nous eûmes recours à des aciers fabriqués à Imphy et mis gracieusement à notre disposition par la Direction générale de Commentry-Fourchambault. Nous pûmes examiner ainsi des aciers — si l'on peut encore employer ce terme — renfermant jusqu'à 92 0/0 de nickel.

Pour rendre plus clair l'exposé de ce travail, nous en indiquerons les résultats dans l'ordre suivant :

1° Microstructure des aciers bruts de forge ;
2° — — trempés ;
3° — — recuits ;
4° — — écrouis ;
5° — — refroidis.

1° *Microstructure des aciers bruts.* — Voyons, successivement, les résultats obtenus avec les trois séries d'aciers au nickel que nous avons étudiées.

a) Série : Aciers à 0,120 *de carbone.* — Les aciers à 2,5 et 7 0/0 de nickel ont même structure que les aciers au carbone ordinaires. Mais la perlite est plus déliée que dans les aciers ordinaires à même teneur de carbone ; elle semble même croître avec la teneur en nickel[1] (*fig.* 1).

Dans l'acier à 10 0/0, nous notons un changement de structure : on voit apparaître la structure martensitique, caractérisée par trois directions. Mais il y a toujours des plages blanches qui sont formées de fer α.

Dans l'acier à 12 0/0 (*fig.* 2), les plages blanches n'existent presque plus, la martensite est sensiblement pure ; il en est de même pour l'acier à 15 et 20 0/0.

L'acier à 25 0/0 contient des plages blanches très importantes. C'est assurément le fer γ qui apparaît.

---

(1) Voir les figures placées à la fin de cet article, p. 747-749. Toutes les micrographies données correspondent, à moins d'indications contraires, au grossissement de 300 diamètres.

Puis, à 27 0/0, la structure devient polyédrique.

Avec les aciers contenant plus de 27 0/0 de nickel (*fig.* 3), on obtient toujours cette structure polyédrique. Mais, au fur et à mesure que la dose de nickel augmente, on obtient des cristaux en quelque sorte plus déliés. Tandis qu'avec les aciers contenant 27 et 30 0/0 de nickel les grains se colorent aisément, à partir de 35 0/0 ils ne se colorent plus. Le temps d'attaque nécessaire augmente très rapidement avec la teneur en nickel. Pour les très hautes teneurs, il faut plusieurs heures.

De plus, à l'intérieur des polyèdres, on remarque de très nombreuses stries qui semblent indiquer des plans de clivage.

En résumé, pour cette première série, on trouve les trois groupes suivants :

1° Groupe de 0 à 10 0/0 nickel : aciers semblables aux aciers au carbone ;
2° Groupe de 10 à 27 0/0 nickel : aciers à structure martensitique ;
3° Groupe aciers contenant plus de 27 0/0 nickel : aciers à structure polyédrique.

De plus, le deuxième groupe doit subir les subdivisions suivantes :

De 10 à 12 0/0 nickel : aciers formés de fer α et de martensite ;
De 12 à 20 0/0 nickel : aciers de martensite sensiblement pure ;
De 20 à 27 0/0 nickel : aciers formés de martensite et de fer γ.

b) *Série : Aciers à* 0,250 *de carbone.* — De 0 à 7 0/0 de nickel, la structure est la même que pour les aciers au carbone ; les remarques que nous avons déjà faites au sujet de la perlite paraissent se confirmer ici.

A 7 0/0, on semble apercevoir un peu de martensite.

A 10 0/0, elle est en quantité notable.

A 12 et 15 0/0, elle est en telle quantité et tellement fine qu'il nous a été impossible d'en faire un cliché qui puisse donner idée de la microstructure.

A 20 0/0, il y a de larges plages blanches.

A 25 0/0, on ne voit plus que des polyèdres, plus quelques cristaux en fer de lance dont nous expliquerons plus loin la provenance.

Au delà de la teneur de 25 0/0, on a toujours la même constitution polyédrique.

Ici on a donc encore trois groupes :

1° Groupe de 0 à 7 0/0 nickel : aciers semblables aux aciers au carbone ;
1° Groupe de 7 à 25 0/0 nickel : aciers à structure martensitique ;
3° Groupe de plus de 25 0/0 nickel : aciers à structure polyédrique.

Comme dans la première série, le deuxième groupe se subdivise ainsi :

De 7 à 10 0/0 : aciers formés de fer α et de martensite ;
De 10 à 15 0/0 : aciers formés de martensite pure ;
De 15 à 25 0/0 : aciers formés de martensite et de fer γ.

c) *Série : Aciers à 0,800 de carbone.* — De 0 à 5 0/0 de nickel, on note la même structure que pour les aciers au carbone (*fig.* 4).

A 5 0/0, il semble y avoir un commencement de transformation.

A 7 0/0, on obtient de la martensite et du fer α (*fig.* 5).

La martensite pure doit se présenter entre 8 et 10 0/0.

A 10 0/0, il y a de la martensite + du fer γ.

A 12 0/0, les plages blanches augmentent (*fig.* 6). On a la même image que celle obtenue en trempant à 1050° dans un mélange réfrigérant à — 10° de l'acier à 1,40 de carbone.

A 15 0/0, il y a transformation de la structure, on ne voit plus que des polyèdres. Parfois, au milieu de ces polyèdres, on trouve des fers de lance.

Au delà de 15 0/0 de nickel, la structure est toujours polyédrique (*fig.* 7). Les polyèdres montrent parfois des plans de clivage extrêmement accentués.

Le tableau suivant résume les caractéristiques micrographiques des aciers au nickel suivant leur teneur en carbone ; ils rentrent toujours dans les classes suivantes :

Classes	Caractéristiques micrographiques	Aciers à 0,120 C	Aciers à 0,250 C	Aciers à 0,800 C
1re classe.	Fer α + perlite	de 0 à 10 0/0 Ni	de 0 à 7 0/0 Ni	de 0 à 5 0/0 Ni
2e classe.	Martensite pure	de 10 à 27 0/0 Ni	de 7 à 25 0/0 Ni	de 5 à 15 0/0 Ni
3e classe.	Fer γ	teneur à 27 0/0	teneur à 25 0/0	teneur à 15 0/0

La deuxième classe doit être subdivisée ainsi qu'il a été indiqué.

En résumé, les résultats obtenus, en observant la microstructure des aciers au nickel bruts de forge, sont les suivants :

1° Tous ces aciers peuvent être divisés en trois classes, ainsi que le montre le tableau précédent ;

2° Plus la somme carbone et nickel est grande, plus la teneur en nickel pour laquelle la microstructure change est faible ;

3° Dans chaque série, le premier acier de structure polyédrique est non magnétique.

En somme, l'étude micrographique des aciers bruts de forge donne la vérification de l'importante loi établie par M. Osmond qui donne l'équivalence du carbone de trempe, du nickel, du manganèse, etc.

Les aciers très riches en nickel sont tous polyédriques (*fig.* 8).

2° *Microstructure des aciers au nickel trempés.* — Les résultats obtenus sont d'une netteté remarquable. Reportons-nous aux classes que nous avons indiquées tout à l'heure pour les aciers bruts de forge.

Les aciers de la première classe subissent les mêmes transformations que les aciers au carbone. On voit se former de la martensite et des réseaux de ferrite.

Pour les aciers de la deuxième classe, il y a une tendance à la formation de la structure polyédrique, ainsi que le montre la micrographie de l'acier à 0,120 de carbone et 25 0/0 de nickel trempé à 780°. Il semble donc qu'une partie du fer passe à l'état γ (*fig.* 9).

Examinons maintenant les aciers de la troisième classe : M. Dumas a montré que certains aciers non magnétiques ou très peu magnétiques à la température ordinaire deviennent magnétiques après trempe. Nous pensions donc que la trempe amènerait une transformation complète de la microstructure.

Ceci est exact : si l'on trempe à une température supérieure au point de transformation à l'échauffement des aciers qui, dans chaque série, présentent les premiers la structure polyédrique, on voit apparaître des cristaux en fer de lance qui rappellent ceux obtenus par une trempe vive dans les aciers au carbone et qui voisinent toujours avec l'austenite. Mais ces cristaux apparaissent en blanc.

Pour les autres aciers plus riches en nickel, la trempe n'a plus aucune influence sensible sur le point de transformation. La structure reste toujours polyédrique ; mais les cristaux semblent plus déliés.

Le tableau suivant résume les effets de la trempe sur les différents aciers au nickel :

Classes	Microstructure avant trempe	Effets de la trempe
		Température de trempe : un peu supérieure au point de transformation à l'échauffement. Bain de trempe : eau à + 20°.
1re classe.	Ferα + perlite ou cémentite + perlite	Mêmes effets que pour les aciers ordinaires.
2e classe.	Martensite. .	Tendance à la formation de structure polyédrique ; mais la martensite domine toujours.
3e classe.	Fer γ pur. .	1° Pour les premiers aciers de chaque série à structure polyédrique, changement de structure : fers de lance, cristaux plus déliés ; 2° Aucun changement sensible pour les aciers plus riches.

Enfin, pour terminer, nous ajouterons que nous avons trempé les aciers à structure martensitique en opérant dans les conditions suivant lesquelles on obtient, avec les aciers au carbone, l'austenite mélangée de hardenite.

Nous avons obtenu alors des polyèdres remplis de martensite; il semble donc, ce qui est, d'ailleurs, bien conforme à ce que l'on pouvait prévoir, qu'une partie du fer passe à l'état γ.

Nous verrons plus loin comment doit être interprétée la transformation amenée dans les aciers à structure polyédrique par la trempe.

3° *Microstructure des aciers recuits.* — Nous avons examiné l'influence que pouvait jouer le recuit sur la microstructure des aciers au nickel dans plusieurs séries d'expériences. Dans la première, tous les échantillons ont été portés dans un four à chauffage électrique à la température de 900° pendant quatre heures; puis, ils étaient retirés du four et laissés à l'air.

Cette première série d'expériences nous a permis de constater que l'effet du recuit sur la première classe d'aciers au nickel était le même que pour les aciers au carbone. Avec les aciers des seconde, troisième et quatrième classes, il y avait, comme dans la trempe, une tendance à la formation polyédrique. Ceci pourrait être attribué à une trempe à l'air.

Enfin, il y a à faire, pour la cinquième classe, la même distinction que celle déjà faite dans l'étude des effets de la trempe. Les premiers aciers présentant la structure polyédrique donnent des fers de lance ; mais, tandis que, dans la trempe, ces fers de lance sont généralement blancs après attaque, ils apparaissent ici en noir.

Aucune expérience ne nous a permis de préciser la raison de cette variation de couleur. Elle doit être attribuée, du moins nous le croyons, à une patine que l'on efface plus ou moins dans le séchage de l'échantillon.

Nous verrons plus loin que, dans d'autres cas, ils apparaissent tantôt en noir, tantôt en blanc.

Les effets du recuit sont prouvés par la microstructure de l'acier à 0,800 C et 15 0/0 Ni recuit à 900° pendant quatre heures (*fig.* 10).

Pour les aciers plus riches en nickel que ceux dont nous venons de parler, il y a une tendance à la structure martensitique que l'on ne remarque pas dans la trempe. C'est ainsi que l'acier à 0,900 0/0 de carbone et 20 0/0 de nickel est transformé comme le montre la photographie. Pour des teneurs plus élevées en nickel, il n'y a plus d'autres effets qu'un agrandissement sensible de polyèdres, agrandissement qui devient souvent énorme, comme nous le montrerons tout à l'heure.

En résumé, on peut dire qu'au point de vue micrographique le recuit agit comme la trempe pour les aciers au nickel autres que ceux de la première classe, sur lesquels il produit le même effet que sur les aciers au carbone, mais que, de plus, il semble amener la transformation de la structure polyédrique en structure martensitique pour certains aciers sur lesquels la trempe est sans effet.

Ceci semble nous permettre de penser que, lorsque l'on trempe un acier à structure polyédrique et que l'on obtient ainsi de la martensite, la cause de ce phénomène doit se trouver dans le chauffage précédant la trempe plutôt que dans la trempe elle-même.

4° *Microstructure des aciers écrouis.* — Dès les premiers jours où l'on a utilisé des aciers au nickel non magnétiques, on s'est aperçu que l'on obtenait des copeaux magnétiques, et le travail ne pouvait se continuer qu'après trempe ou recuit de la pièce. Depuis, M. Dumas a montré que l'écrouissage a même effet que la trempe. Partant de ce principe, nous devions donc trouver que les aciers ayant leur point de transformation au refroidissement voisin de la température ordinaire, subissent du fait de l'écrouissage d'importants changements dans leur microstructure.

Les résultats que nous avons obtenus sont certainement remarquables, et les photographies, malgré le soin que l'on y a apporté, ne rendent que faiblement les images observées.

Ces expériences ont été faites sur l'acier à 0,800 de carbone et 15 0/0 de nickel.

D'après les observations de M. Dumas, ces deux aciers, de non magnétiques, deviennent magnétiques par écrouissage.

Nous avons noté, tout d'abord, qu'après écrouissage la structure est nettement à fer de lance, bien que quelques polyèdres subsistent. Mais les points les plus intéressants sont les suivants :

1° Plus l'écrouissage est prononcé, plus il y a de fers de lance, et plus aussi l'acier est facile à attirer à l'aimant.

Des mesures précises pourraient être faites à ce sujet;

2° Le premier effet de l'écrouissage est d'accentuer, en quelque sorte, les plans de clivage qui sont indiqués dans chaque polyèdre, et il semble s'effectuer une séparation suivant ces différents plans.

Il semble bien que c'est là le premier temps de la transformation de l'austenite en fer de lance.

Ce qui le prouve assez nettement, c'est que le développement des fers de lance se limite aux faces de polyèdres; ces faits sont mis en vue par les photographies 11, 12 et 13 : l'une d'elles montre justement les différents fers de lance limités à l'une des lignes d'un polyèdre, à tel point que l'on croirait que la moitié de la figure a été cachée pour être photographiée.

Ces photographies semblent jeter une lumière toute particulière sur les perturbations qui surviennent dans certains aciers au nickel, lesquelles se traduisent par le passage de la structure polyédrique à la structure en fer de lance.

De plus, ces plans de clivage semblent se briser et donnent, de ce fait, des fers de lance. Ces fers de lance sont-ils identiques à ceux plus abondants et plus développés que l'on voit ailleurs ? Il est évidemment très difficile de se prononcer sur ce point; mais les photographies montrent nettement les indications que nous venons de donner.

D'autre part, il arrive très souvent que les plans de clivage de deux polyèdres sont inclinés les uns par rapport aux autres. Peut-être faut-il rapprocher ce fait de la formation des fers de lance.

Un fait paraît anormal *a priori*, c'est le développement des polyèdres. Il semble certainement intéressant de compléter, par de nouvelles expériences, ces faits : elles jetteraient, sans nul doute, un jour nouveau sur certains effets mécaniques.

Quoi qu'il en soit, pour les aciers dont le point de transformation est voisin de la température ordinaire, l'écrouissage a pour effet d'amener la structure martensitique.

5° *Microstructure des aciers refroidis.* — Après les travaux de MM. Dewar, Fleming, Osmond et Dumas, on sait que certains aciers au nickel sont transformés par refroidissement, et que, pour les aciers qui sont ainsi transformés, il y a un relèvement considérable de la limite élastique, une augmentation très grande de la résistance à la rupture et une grande diminution de l'allongement à la rupture.

« Tous les échantillons transformés, dit M. Dumas, accusent les propriétés mécaniques caractéristiques des aciers dont le point de transformation irréversible au refroidissement est situé au-dessus de la température ordinaire. »

Nos premières expériences ont porté sur le refroidissement des différents aciers au nickel à une température de — 78° obtenue au moyen de la neige carbonique et de l'alcool. Cette première série d'expériences nous a montré nettement qu'un tel refroidissement est sans action sur les aciers des quatre premières classes.

Il agit plus ou moins ou même pas du tout sur les aciers de la cinquième classe. Son action, lorsqu'elle existe, est de transformer les polyèdres en fers de lance.

Les aciers à 0,250 de C et 25 0/0 de Ni et 0,800 C et 15 0/0 Ni, qui, d'après M. Dumas, deviennent magnétiques permanents à —78°, montrent de nombreux fers de lance (*fig.* 17). Il y a mieux : sous l'influence du refroidissement, les fers de lance gonflent d'une façon extraordinaire, de telle sorte que, si l'on trempe dans le bain une surface préalablement polie, on obtient une vue superbe au microscope sans avoir besoin d'opérer aucune attaque (*fig.* 16). Ce phénomène a été déjà observé par M. Osmond, qui l'a décrit dans le *Metallographist* (octobre 1899).

Les deux autres photographies montrent les aciers dont nous venons de parler, une fois refroidis, puis polis et attaqués.

Si l'on prend des aciers un peu plus riches en nickel que ceux dont nous venons de parler, on observe à — 78° quelques fers de lance.

Il en est ainsi avec les aciers suivants :

1° 0,120 0/0 C, 30 0/0 Ni ;
2° 0,250 0/0 C, 30 0/0 Ni ;
3° 0,800 0/0 C, 20 0/0 Ni,

qui montrent ce changement partiel, lequel est indiqué pour les deux derniers aciers dans les photographies.

Si l'on passe à des aciers plus riches, on n'obtient aucun changement, si ce n'est que les polyèdres ont une tendance à se développer. Ce fait a été observé dans les trois séries d'aciers dont nous disposions. Les cristaux en fer de lance apparaissent, tantôt en noir, tantôt en blanc, après attaque; quelquefois même on obtient ces cristaux ayant ces deux colorations dans la même opération.

Une seule fois, nous avons eu un cristal coloré sur une certaine longueur, et blanc sur le restant.

Dans une seconde série d'essais, nous avons fait subir aux aciers qui présentent de très nombreux fers de lance à — 78° des refroidissements de plus en plus grands à partir de la température ordinaire. Dans ces aciers, dès 0° et après un temps extrêmement court, une simple immersion même, il y a commencement de décomposition (*fig.* 14). Plus la température est basse, plus les fers de lance sont nombreux. A — 40°, pour les deux aciers observés, ils semblent aussi nombreux qu'à — 78° (*fig.* 15).

Les conclusions de ces expériences sont les suivantes :

Les aciers non magnétiques qui se transforment aisément aux températures auxquelles ils sont portés changent de structure. On voit les fers de lance qui apparaissent généralement en blanc. Cette transformation commence à des températures assez voisines de la température ordinaire.

Il semble y avoir tout d'abord une certaine orientation des polyèdres et une scission dans leur intérieur suivant les plans de clivage.

Pour certains aciers voisins de ceux qui subissent une transformation à — 78°, il y a un commencement de changement de structure à cette température (*fig.* 18).

Nous avons toujours remarqué qu'au moment où apparaissaient les cristaux en fer de lance, il y a apparition du magnétisme.

Les aciers à structure martensitique et à perlite n'éprouvent aucune transformation par le refroidissement à — 78°. Toutefois, dans les aciers à structure martensitique, on entrevoit cette structure après le refroidissement sans qu'il y ait besoin de faire une attaque quelconque.

Aciers cémentés. — Nous avons complété ces recherches par des essais de cémentation et de décarburation, qui ont confirmé les résultats d'une façon absolue.

Parmi ces résultats, je n'en retiendrai qu'un seul.

Si nous considérons l'acier à 0,120C et 7 0/0de Ni, il est perlitique.

L'acier à 0,800 C et 7 0/0 Ni est martensitique.

Donc, en cémentant le premier de ces aciers de façon que la couche superficielle contienne 0,800 de carbone, on aura les mêmes propriétés que celles d'un acier cémenté et trempé, avec cette importante différence que l'âme de la pièce serait à perlite.

Je n'ai pas besoin de faire remarquer l'importance de ce procédé, qui permettra d'éviter la trempe et par conséquent toutes les déformations qui sont inhérentes et entraînent le redressement, la rectification.

II. — Recherches sur les propriétés mécaniques des aciers au nickel.

Il nous a semblé intéressant de faire des essais mécaniques sur les aciers au nickel qui nous avaient servi pour l'étude micrographique; car ces aciers sont d'une pureté remarquable et, d'autre part, la teneur en carbone est suffisamment constante dans chaque série pour que nous n'ayons pas à tenir compte de son influence propre.

Nos essais ont été de trois sortes :

1° Essais à la traction sur éprouvettes ayant 200 millimètres entre coups de pointeau ;

2° Essais au choc sur barreaux entaillés d'après la méthode de M. Frémont ;

3° Essais à la dureté par la méthode Brinnell; cet essai a été pratiqué avec la presse de M. Le Chatelier, destinée généralement à l'essai des ciments.

Nos recherches comportent des essais sur barreaux de forge et sur barreaux trempés.

PREMIÈRE PARTIE.

ESSAIS A LA TRACTION SUR BARREAUX BRUTS DE FORGE (1).

Série I. — *Teneur en carbone* 0,120.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
2	35,9	29,5	23	73,01
5	41,0	30,4	25	74,01
7	45	33,3	21	69,01
10	65,1	52,6	8	53,8
12	96	61,6	3,5	28,7
15	97,9	86,03	0,5	0
20	119,7	82,7	15	2,4
25	97,0	47,2	5	3,5
30	45,0	29,5	29,5	63,9

Série II. — *Teneur en carbone* 0,250.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
2	41,8	29,5	21	59,2
5	49,8	36	20	60,1
7	57,2	40,9	20	56,6
10	106,0	83,2	3,5	49,6
12	124,0	87,4	4	40,0
15	114	71,0	5,5	52,3
20	127,2	88,5	4,5	5
25	54,6	28,6	29	27,4
30	56,0	33,4	32	71,3

Série III. — *Teneur en carbone* 0,800.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
2	89	45,5	15,7	24,1
5	101,2	58,3	10,0	24,1
7	83,5	83,5	0	0
10	106	106	3	0
12	83	83	0,5	0
15	45,5	33,8	4	5
20	56,7	36,7	9,5	18,4
25	75,2	38,1	22	31,7
30	79,7	48,1	32,5	50,0

(1) R ou résistance maximum représente la charge maximum évaluée en kilogrammes par millimètre carré que peut supporter le barreau avant rupture.

E ou limite élastique est la charge maximum évaluée en kilogrammes par millimètre carré que peut supporter le barreau avant d'éprouver des déformations permanentes.

A 0/0 représente les allongements pris par l'éprouvette après rupture rapportés à une longueur de 100 millimètres.

Σ ou striction est définie de la façon suivante : S étant la section primitive du barreau, S_1 la plus petite section après rupture, on a :

$$\Sigma = 100 \times \frac{S - S_1}{S}.$$

ESSAIS AU CHOC SUR BARRETTES ENTAILLÉES (Méthode Frémont).

Teneur en nickel	Série I 0,120 de C	Série II 0,250 de C	Série III 0,800 de C
2	35kg,5	21 kil.	3 kilogrammètres
5	32 kilogrammètres	17kg,5	3
7	24	17 kilogrammètres	3
10	3	3	2
12	1	6	5
15	0	7	7
20	1	8	10
25	5	35	40
30	12kg,5	38	40

ESSAIS A LA DURETÉ PAR LA MÉTHODE BRINNELL [1].

Les chiffres ont été calculés par la méthode de Brinnell : $\Delta = \frac{p}{a}$ (p = 2000 kilos).

Teneur en nickel	Série I 0,120 C	Série II 0,250 C	Série III 0,800 C
2	122	146	234
5	135	155	250
7	144	152	519
10	183	330	485
12	228	370	278
15	242	343	148
20	318	306	141
25	165	122	156
30	113	111	174

DEUXIÈME PARTIE.

ESSAIS SUR ACIERS TREMPÉS.

Série I. — *Teneur en carbone* 0,120.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
2	50	39,7	20,5	73,2
5	60,6	32,3	6	52,2
7	99,4	96,9	5	47,4
10	109,4	97,9	5	47,4
12	107,4	77,5	3	20,1
15	106,9	87,0	5,5	46,5
20	114,0	89,4	5	31,2
25	»	»	»	»
30	42,2	20,8	21	17,8

(1) Cette méthode consiste à faire sur le métal à essayer l'empreinte d'une bille sous une pression connue p. — On obtient une calotte sphérique dont on mesure la surface a. — On obtient ainsi le chiffre de Brinnell : $\Delta = \frac{p}{a}$.

Série II. — *Teneur en carbone* 0,250.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
2	73,6	45,5	10,25	56,6
5	153,2	153,2	2,0	?
7	137,1	136,1	2,5	?
10	157,8	157,8	2,5	?
12	144	144	2,5	?
15	135,1	135,1	0,7	1,2
20	112,8	112,8	1,2	2,5
25	55,6	28,9	18	27,4
30	56,1	34,9	31,5	71,3

Série III. — *Teneur en carbone* 0,800.

Toutes les éprouvettes à 0,800 de carbone et contenant 2, 5, 7, 10 et 12 de nickel se sont constamment « tapé » à la trempe. Aucun essai n'a donc pu être fait de cette façon.

Teneur en nickel	R	E	A 0/0	Σ
15	45,5	33,8	4	5
20	62,2	26,8	14,3	19,1
25	74,0	32,7	11,4	45,2
30	73,5	36,2	25	24,8

ESSAIS AU CHOC SUR BARRETTES ENTAILLÉES (Méthode Frémont).

Teneur en nickel	Première série	Deuxième série	Troisième série
2	28	12	2
5	15	9	2
7	10	9	2
10	8	10	5
12	6	10	5
15	4	9	8
20	1	8	18
25	0	23	35
30	5	32	30

ESSAIS A LA DURETÉ (Méthode Brinnell).

Teneur en nickel	Première série	Deuxième série	Troisième série
2	125	370	567
5	170	385	401
7	235	385	497
10	296	401	418
12	296	436	401
15	250	455	134
20	278	370	119
25	250	106	138
30	113	111	153

Pour établir des comparaisons entre les aciers au nickel et les aciers au carbone, nous avons fait des essais analogues sur des aciers au carbone très purs préparés au creuset. Voici les chiffres obtenus :

Teneur en carbone	Aciers bruts de forge	Aciers trempés
0,055	67,3	87,3
0,066	70,5	95,0
0,094	95,0	108,5
0,187	91,0	152,4
0,400	148,0	207,2
0,510	144	278,2
0,840	213,7	629,6
0,990	240	496,5
1,09	250	566,7
2,29	234,4	698,8

On voit qu'ils divisent les aciers au nickel en quatre groupes bien distincts variables avec la teneur en carbone et que l'on retrouve dans le tableau ci-joint.

	Première série.	Deuxième série.
Premier groupe	de 0 à 10 0/0 de Ni	de 0 à 7 0/0 de Ni
Deuxième groupe	de 10 à 27 0/0 de Ni	de 7 à 25 0/0 de Ni
Troisième groupe	plus de 27 0/0 de Ni	plus de 25 0/0 de Ni

	Troisième série.
Premier groupe	de 0 à 5 0/0 de Ni
Deuxième groupe	de 5 à 15 0/0 de Ni
Troisième groupe	plus de 15 0/0 de Ni

Le premier groupe a sensiblement les mêmes propriétés que les aciers au carbone ; mais les aciers qui appartiennent à ce groupe sont plus homogènes et la résistance est légèrement augmentée par le nickel. Il faut insister surtout sur l'homogénéité, laquelle est visible au microscope et aux essais au choc.

Les aciers du deuxième groupe ont les mêmes propriétés que les aciers à haute teneur de carbone et trempés.

Les aciers du troisième groupe sont caractérisés par leur basse limite élastique, leur faible allongement et leur non-fragilité.

A part le premier groupe, qui n'avait pas été très bien caractérisé, ceci est d'accord avec les recherches antérieures aux nôtres.

Nous retrouvons ici les mêmes divisions que celles auxquelles nous avons été conduits après l'étude micrographique de ces produits.

Les essais à la traction nous suggèrent les remarques suivantes : Les propriétés mécaniques varient brusquement lorsque l'acier devient magnétique. Pour le premier acier non magnétique de chaque série, la charge de rupture et la limite élastique sont à peu près identiques. Mais lorsque à partir de l'acier non magnétique on augmente dans chaque série la teneur en nickel, la résistance et la limite élastique croissent sensiblement.

La trempe augmente bien entendu R et E pour les aciers du premier groupe, et même du second groupe. Pour ce dernier, ce fait doit être dû principalement à une plus grande homogénéité. Elle est sans action sur les aciers du troisième groupe.

Enfin l'acier à 0,800 de carbone et 30 0/0 de nickel a 50 0/0 d'allongement, ce qui paraît invraisemblable pour un acier aussi carburé.

Les remarques les plus intéressantes à faire sur les essais à la dureté et au choc sont les suivantes :

Le maximum de dureté dépend de la somme C + Ni. Il est atteint pour une dose de nickel d'autant plus faible qu'il y a plus de carbone. Après trempe, les aciers à 0,120 de carbone ne sont pas sensiblement plus purs qu'avant. Toutefois la dureté de l'acier de cette série à 10 0/0 de Ni a augmenté : cela s'explique aisément, cet acier étant formé avant trempe de fer α et martensite, après trempe de martensite pure.

Les aciers à 0,400 et 0,800 de C possèdent sensiblement après la trempe la même dureté qu'avant, à l'exception des aciers rentrant dans la première classe, qui, à l'état brut de forge, sont formés de fer α et de perlite.

Enfin, il faut noter que les aciers à 30 0/0 de nickel ont sensiblement la même dureté, qu'ils contiennent 0,120 ou 0,800 de C après ou avant trempe.

Au point de vue de la fragilité, on voit que le maximum est atteint par les aciers les plus durs, ce qui était à prévoir.

Il y a d'ailleurs concordance en quelque sorte absolue entre la fragilité et la dureté. Après trempe, la fragilité reste sensiblement la même qu'avant la trempe, excepté pour les aciers du premier groupe; pour ces aciers, elle est généralement augmentée. Mais le point certainement le plus intéressant à signaler est le suivant : les aciers contenant le fer à l'état γ ne sont pas fragiles, même lorsqu'ils contiennent de grandes quantités de carbone.

C'est ainsi que les aciers à 25 et 30 0/0 de Ni et contenant 0,800 de C donnent de 35 à 40 kilogrammètres à l'essai de Frémont.

Enfin, il est à remarquer que les aciers martensitiques deviennent moins fragiles après trempe; cela est facile à expliquer, puisque par la trempe une partie du fer passe à l'état γ.

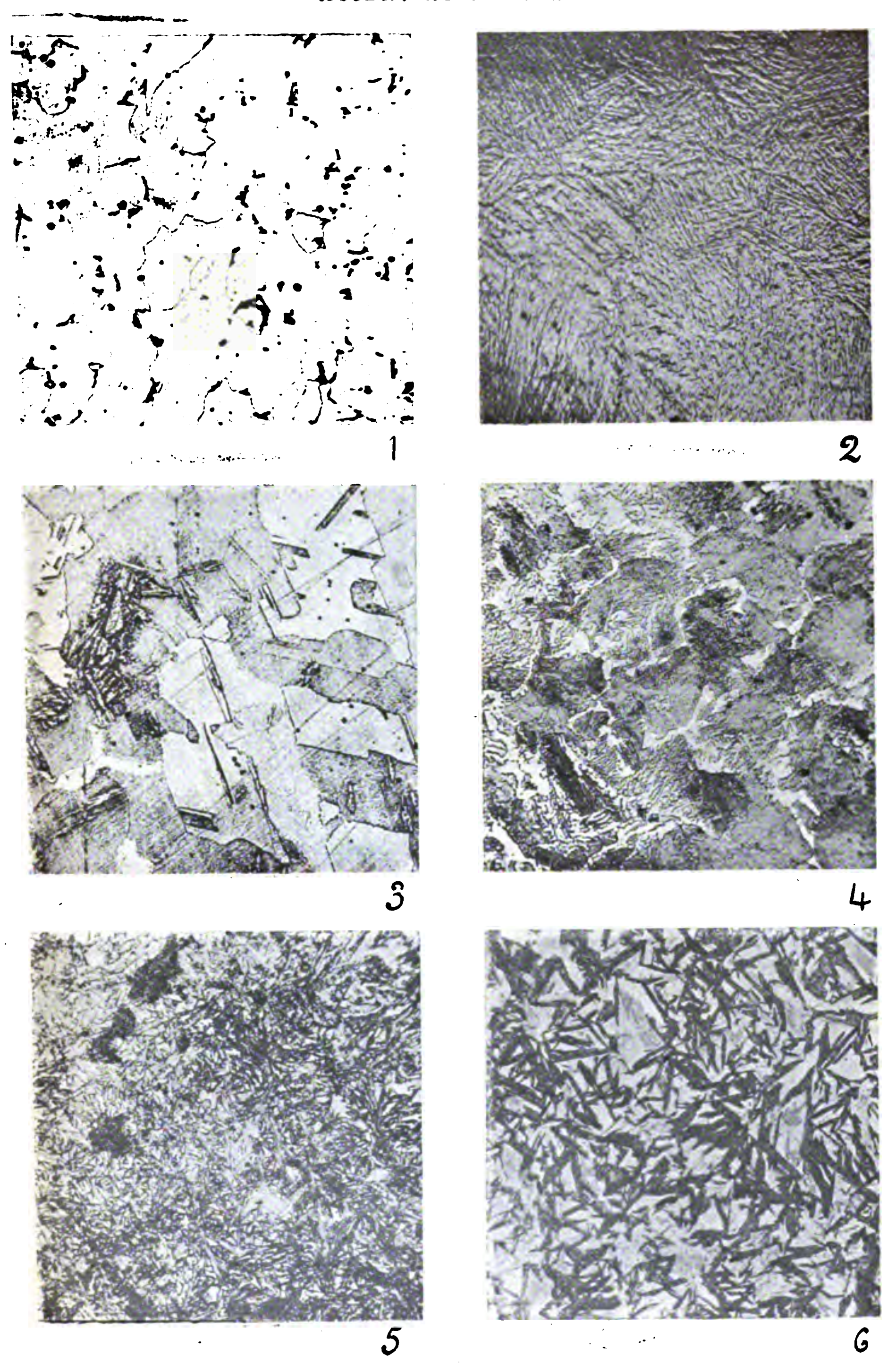
Conclusion. — Il y a une concordance absolue, parfaite entre l'essai micrographique et les essais mécaniques.

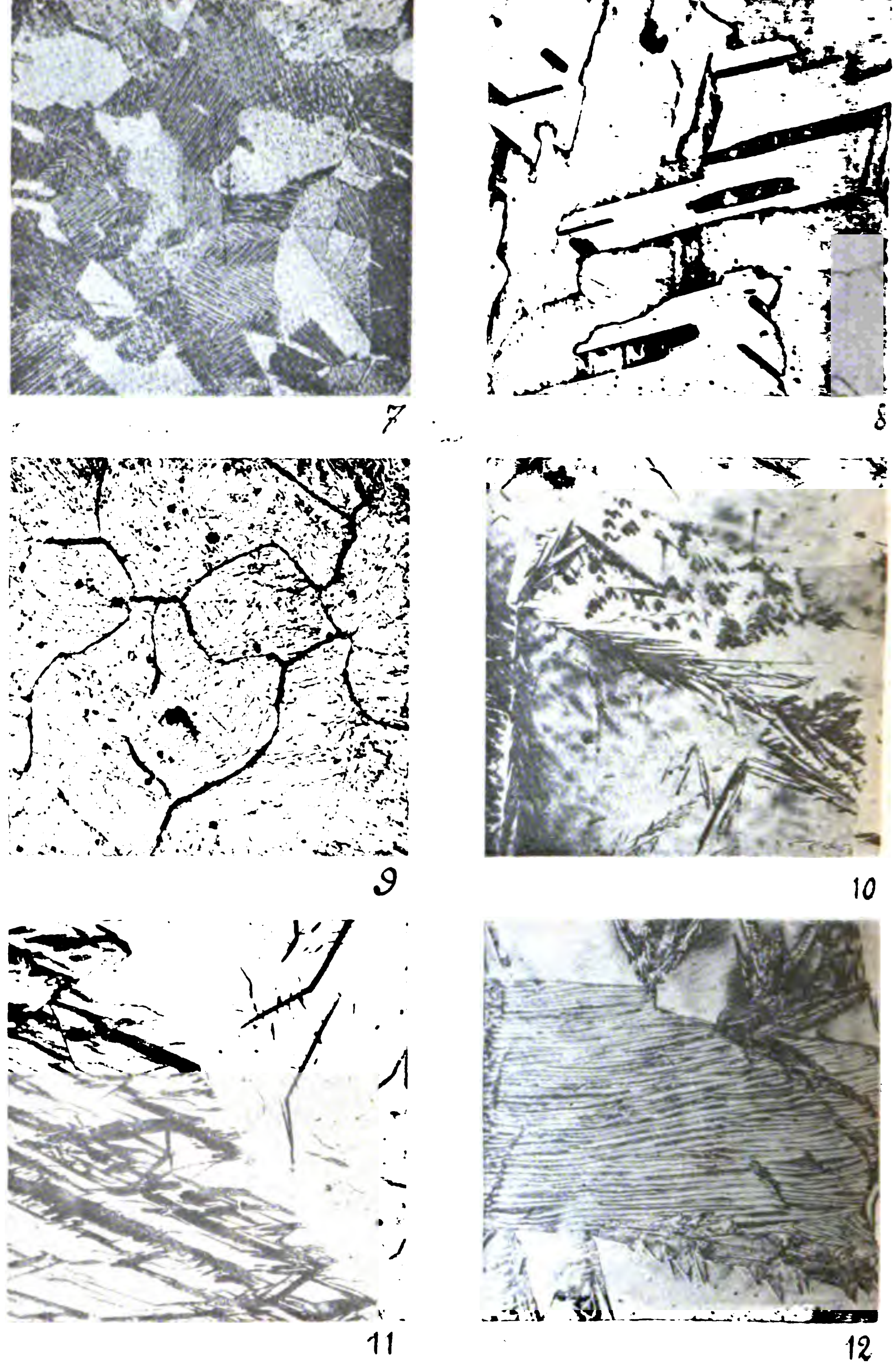
On peut donc, par un essai qui demande une demi-heure lorsque l'on est bien outillé, dire si l'acier au nickel que l'on possède rentre dans l'une des catégories précédentes, et par conséquent si le métal est à haute ou basse limite élastique, à haute ou basse charge de rupture, s'il est dur ou mou, fragile ou résistant au choc, s'il possède de grands allongements, une belle structure, etc. Il faut espérer que ces recherches permettront à la métallographie microscopique de sortir du domaine scientifique où elle est à peu près demeurée pour pénétrer dans l'industrie et se classer à la tête des méthodes d'essais.

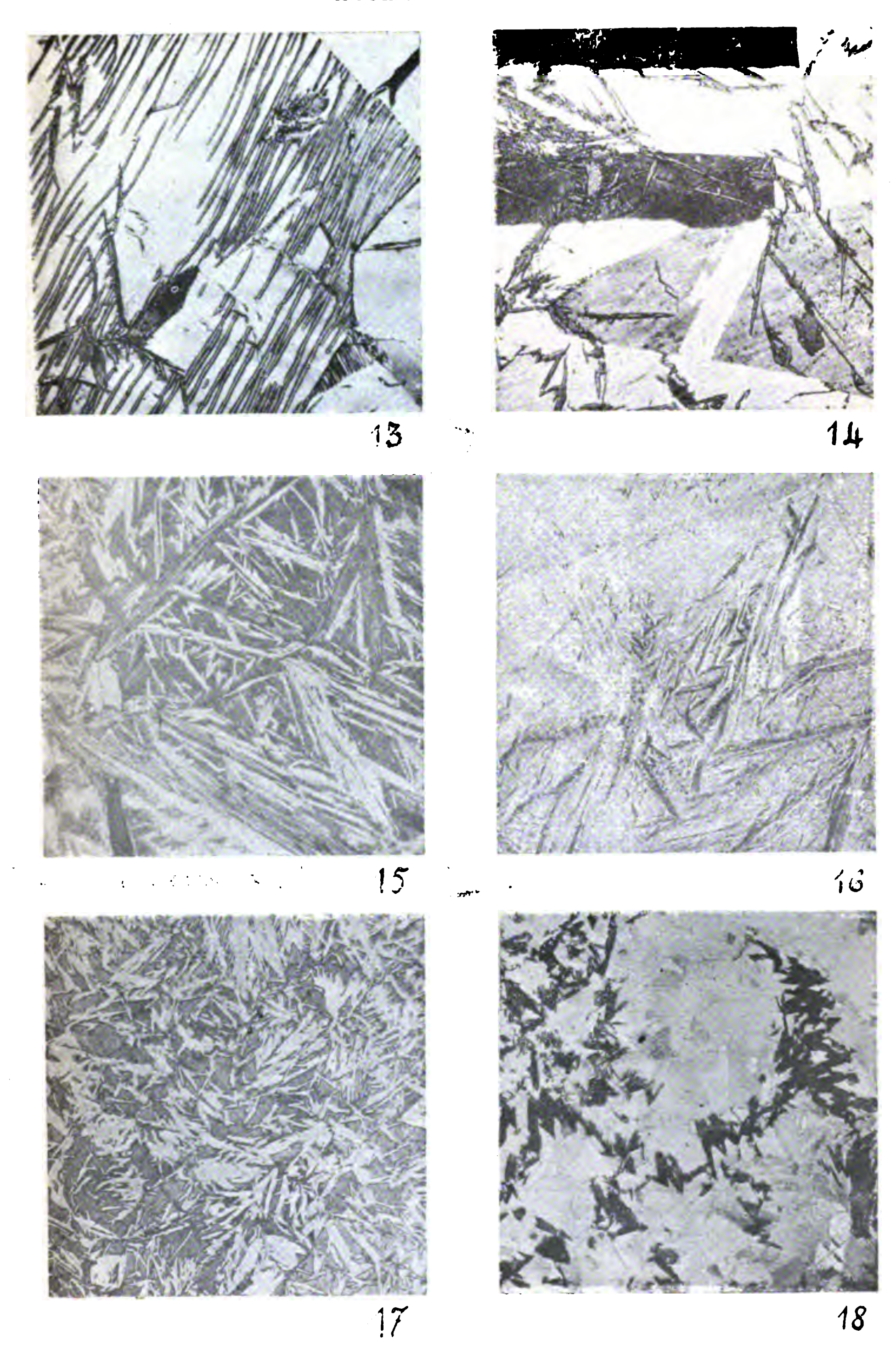
LÉGENDE

Les micrographies correspondent, à moins d'indications contraires, au grossissement de 300 diamètres.

1. — Acier brut de forge		à 0,120 C, 5 0/0 Ni.
2. — —		à 0,120 C, 12 0/0 Ni; G = 500 d.
3. — —		à 0,120 C, 30 0/0 Ni.
4. — —		à 0,800 C, 2 0/0 Ni.
5. — —		à 0,800 C, 7 0/0 Ni.
6. — —		à 0,800 C, 12 0/0 Ni.
7. — —		à 0,800 C, 20 0/0 Ni.
8. — Acier riche en nickel		à 0,520 C, 93,2 Ni.
9. — Acier trempé		à 0,120 C, 25 0/0 Ni.
10. — Acier recuit		à 0,800 C, 15 0/0 Ni; G. = 100 d.
11. — Acier écroui		à 0,800 C, 15 0/0 Ni.
12. — —		à 0,800 C, 15 0/0 Ni.
13. — —		à 0,800 C, 15 0/0 Ni.
14. — Aciers refroidis à diverses températures	à 0°	
15. — —	à — 10°	
16. — —	à — 78°	à 800 C, 15 0/0 Ni.
17. — —	à — 78°	à 800 C, 15 0/0 Ni.
18. — —	à — 78°	à 800 C, 20 0/0 Ni.


1
2
3
4
5
6


7
8
9
10
11
12


13
14
15
16
17
18

ACTION DE L'IODE SUR LES PELLICULES DE CUIVRE OBTENUES PAR IONOPLASTIE;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

1° *Mesure de l'épaisseur des pellicules.* — Les projections cathodiques fournissent, comme je l'ai déjà indiqué (1), un moyen commode d'obtenir des dépôts métalliques d'épaisseur variable à volonté. Je m'occuperai uniquement des lames minces de cuivre ainsi déposées sur verre. Le premier problème à résoudre consiste évidemment dans la détermination de leur épaisseur. J'ai eu recours, dans ce but, au procédé optique indiqué par Fizeau pour l'argent ; ce procédé réussit également bien pour le cuivre ; un grain d'iode placé au voisinage de la lamelle y forme un iodure transparent dont la formule est, d'après les pesées que j'ai pu faire, Cu^2I^2 ; il se développe par suite une série d'anneaux colorés, dans lesquels on reconnaît très nettement la suite des couleurs correspondant aux anneaux de Newton à centre blanc ; il n'y a pas lieu, comme pour l'argent, de passer des couleurs transmises aux couleurs réfléchies pour les colorations voisines de la tache centrale : ce qui prouve que l'iodure de cuivre a un indice de réfraction inférieur à la fois à celui du verre et à celui du cuivre (2).

Dans l'application de la méthode de Fizeau, j'ai modifié le procédé classique d'ioduration d'une manière qui me paraît avantageuse. Le grain d'iode n'est plus déposé sur la lame métallique, mais suspendu au-dessus d'elle à l'aide d'une pince placée dans un entonnoir; on peut ainsi, en réglant la distance de l'iode à la lame, donner aux anneaux tel épanouissement qu'on désire, en même temps qu'on évite la macule que le grain d'iode laisse toujours dans la tache centrale.

Ce procédé donne rapidement le produit $n\varepsilon$ de l'épaisseur ε par l'indice moyen n de l'iodure formé ; mais, pour en déduire l'épaisseur e de la lame de cuivre, on ne connaît ni n, ni la densité de cet iodure. Plutôt que de déterminer ces deux quantités, j'ai cru préférable de déduire d'une mesure directe le coefficient de proportionnalité entre e et $n\varepsilon$.

(1) Voir ce volume, p. 36.

(2) Je dois cette remarque à M. Meslin, dont j'ai mis la compétence à contribution pour cette partie de mon travail.

On pesait donc, avec toute la précision possible, une lamelle mince du verre de $30^{mm} \times 40$ millimètres, avant et après métallisation, ce qui donnait au dixième de milligramme le poids p du cuivre déposé; ce poids était compris entre $1^{mgr},2$ et 2 milligrammes, afin de ne pas dépasser dans l'ioduration les couleurs du 4e ordre. L'épaisseur moyenne de la pellicule de cuivre était :

$$e = \frac{p}{30 \times 40 \times 8,9}.$$

Puis, cinq anneaux formés sur la pellicule permettaient d'évaluer son épaisseur optique moyenne $n\varepsilon$ [1] ; enfin, l'ioduration totale de la lame montrait si son épaisseur était assez régulière pour que ce procédé n'entraîne pas d'erreurs notables.

Quatre déterminations faites par cette méthode ont donné :

$$e = \frac{n\varepsilon}{12,7};$$

le facteur $\frac{1}{12,7}$ était la moyenne des 4 facteurs $\frac{1}{13,6}$, $\frac{1}{11,3}$, $\frac{1}{11,6}$, $\frac{1}{13,2}$, trouvés expérimentalement.

2° *Épaisseur limite pour l'attaque du cuivre par l'iode.* — En appliquant le procédé d'ioduration qui vient d'être décrit à des lames de plus en plus minces, on constate qu'il ne donne plus rien pour les dépôts d'épaisseur inférieure à 40 $\mu\mu$ environ. Voici, de ce fait, deux exemples choisis entre beaucoup d'autres :

1° Une pellicule a pour épaisseur moyenne, d'après son poids, 30 $\mu\mu$; d'après les couleurs qui se succèdent à sa surface, on juge que cette épaisseur est comprise, approximativement, entre 20 $\mu\mu$ au centre et 40 $\mu\mu$ sur les bords; or cette lame, maintenue pendant trois heures dans la vapeur d'iode, refuse de s'iodurer même en chauffant légèrement; pourtant tout semble bien indiquer qu'on est en présence d'une pellicule de cuivre ; la couleur par transparence est voisine de celle des lames de cuivre plus épaisses, et les mêmes régions du spectre, le violet et le bleu, sont absorbées; enfin, placée au contact de l'air sur une plaque chauffée, la pellicule s'est oxydée instantanément.

---

[1] On a utilisé à cet effet la table contenue dans le tome I du traité d'*Optique physique* de BILLET.

2° En employant pour cathode, dans l'appareil à ionoplastie, un cylindre vertical de cuivre dont la base est à 15 millimètres au-dessus de la lame de verre à métalliser, on obtient sur cette lame un dépôt d'épaisseur décroissant du centre à la périphérie, et qui présente la série des anneaux colorés de Newton. On a protégé par un écran la moitié de ces anneaux, tandis que l'autre moitié était exposée à la vapeur d'iode. L'ioduration a altéré la partie centrale, plus épaisse, et respecté les bords : on ne voit aucune modification jusqu'au rouge du second ordre, et, à partir du rouge du troisième ordre, les couleurs sont nettement altérées et déplacées. Toutefois je n'ose déduire de ces résultats les limites correspondant à l'épaisseur attaquée en premier lieu, parce que le cuivre ainsi déposé en anneaux paraît avoir une structure physique toute spéciale, et ensuite parce que les nombres donnés jusqu'ici par l'indice de réfraction des métaux me paraissent très douteux.

La résistance à l'action de l'iode des pellicules minces de cuivre permet d'expliquer un effet assez curieux, qu'il me reste maintenant à décrire : Lorsque après avoir produit par ioduration une série d'anneaux colorés sur une pellicule d'épaisseur supérieure à 40 $\mu\mu$, on procède ensuite à l'ioduration complète de la pellicule, on devrait s'attendre à voir disparaître toute trace des anneaux précédents ; or il n'en est rien ; quel que soit le procédé employé, *il reste toujours autour de la tache centrale d'iodure une zone complètement ou partiellement inaltérée.*

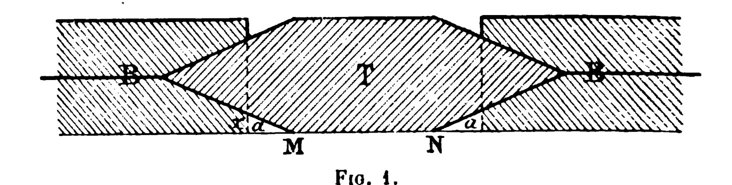


Fig. 1.

Cet effet s'interprète aisément en remarquant que la couche de cuivre très mince *aa*, laissée autour de la tache centrale MN d'iodure par la première opération (la partie transformée étant indiquée en T, *fig.* 1), est au-dessous de l'épaisseur limite pour laquelle l'iode attaque le métal ; lors de l'ioduration totale dont les résultats sont indiqués en BB, tout le reste de la lame est attaqué, sauf cette zone ; les colorations qu'elle manifeste en lumière réfléchie ne doivent donc pas être modifiées.

Cette interprétation est justifiée par les remarques suivantes :

1° L'hyposulfite de soude, qui dissout l'iodure formé, laisse persister la zone inaltérée après les deux iodurations ; il semble donc vraisemblable que cette zone est constituée en partie par le cuivre inaltéré ; toutefois il est nécessaire d'opérer avec une solution très étendue, car une solution concentrée d'hyposulfite attaque le cuivre métallique ;

2° Une lame très épaisse (3 millimètres) de cuivre ne donne jamais lieu à la persistance d'anneaux qu'on observe avec les lames minces ;

3° Bien que l'iodure de cuivre soit très peu altérable à la lumière, on pourrait attribuer à cette altération l'effet observé. Or les phénomènes restent exactement les mêmes lorsqu'on opère à l'obscurité ;

4° Une condition nécessaire de la persistance des anneaux est que l'ioduration totale ne commence que lorsque la première ioduration est complètement achevée ; il suffit d'ailleurs pour cela de quelques secondes d'intervalle entre les deux opérations ; sans cette précaution, la deuxième réaction chimique n'est que le prolongement de la première, et la surface est uniformément iodurée.

L'interprétation que j'ai donnée de la persistance des anneaux étant acquise, il est dès lors aisé de conduire l'expérience de manière à en tirer une nouvelle mesure de l'épaisseur limite d'ioduration. J'ai premièrement opéré comme suit : sur une pellicule de cuivre d'épaisseur aussi uniforme que possible, j'ai formé six systèmes d'anneaux, ayant au centre les épaisseurs optiques suivantes :

Nos	1	2	3	4	5	6
$n\varepsilon$ en $\mu\mu$	1151	948	747	600	430	306

Le numéro 1 correspondait à la transformation totale du cuivre en iodure. Puis toute la lame a été iodurée à refus. Après cette opération, on a pu constater que les taches 1, 2, 3 étaient nettement visibles, 4 à peine discernable ; 5 et 6 n'avaient laissé aucune trace. D'après cela, la couche de cuivre, incapable d'être iodurée ultérieurement, aurait une épaisseur inférieure à :

$$\frac{1151 - 600}{12,7} = 43 \ \mu\mu.$$

Enfin j'ai eu recours au mode opératoire suivant : sur une lamelle de verre cuivrée par ionoplastie, on formait, par le procédé

décrit plus haut, de larges anneaux concentriques d'iodure ; la lame était alors coupée en deux, au diamant, par le milieu des anneaux ; puis, l'une des moitiés était iodurée totalement, et enfin recollée à côté de l'autre moitié. L'ensemble ainsi obtenu est reproduit dans la *fig.* 2. En l'examinant dans un appareil à projection, il était possible d'apprécier, non sans quelque incertitude, quelles couches avaient



Fig. 2.

résisté à l'ioduration totale. Si $n\varepsilon$ et $n\varepsilon'$ sont les épaisseurs optiques qui correspondent à la tache centrale et au bord extérieur de la zone qui a persisté après la deuxième ioduration, l'épaisseur maximum du cuivre inaltéré est :

$$x = \frac{n(\varepsilon - \varepsilon')}{12,7}.$$

Voici quelques résultats obtenus par cette méthode :

$n\varepsilon$ en $\mu\mu$	1652	1376	1258	1258	1334	747
$n\varepsilon'$	1151	1101	845	826	747	332
$x = \frac{n(\varepsilon - \varepsilon')}{12,7}$	39	22	33	34	46	32

Tous ces résultats, obtenus par une voie différente des premiers que j'ai indiqués, donnent toujours des nombres du même ordre de grandeur. Il est à remarquer, d'ailleurs, que, comme les pellicules de cuivre, les dépôts ionoplastiques de l'argent donnent exactement le même phénomène ; une détermination, faite (dans l'obscurité, bien entendu) par la méthode indiquée ci-dessus, a donné : $n\varepsilon = 1927$, $n\varepsilon' = 1621$, d'où

$$x = \frac{1927 - 1621}{9} = 34\ \mu\mu.$$

Ainsi, les épaisseurs limites pour l'ioduration du cuivre (et de

l'argent) sont du même ordre de grandeur que les couches de passage déterminées par des méthodes purement physiques, comme l'étude de la résistance électrique. Et, si on prend 40 $\mu\mu$ comme valeur moyenne des nombres indiqués ci-dessus, on peut résumer les résultats de cette étude en disant que : *la plus petite molécule de cuivre capable de réagir chimiquement sur l'iode a des dimensions linéaires de l'ordre de* 40 $\mu\mu$; *son poids est, par suite, de l'ordre de* 5×10^{-13} *milligrammes.*

MÉTHODE NOUVELLE POUR LA DÉTERMINATION DES CONSTANTES DES LENTILLES ;

Par M. Ch. FÉRY.

I. — Parmi les constantes utiles à connaître dans une lentille, nous citerons : 1° la longueur focale absolue ; 2° l'aberration sphérique principale pour différentes ouvertures de la lentille ; 3° l'aberration chromatique principale pour quelques radiations simples ; 4° les indices du verre pour quelques raies, permettant de calculer son pouvoir dispersif.

Si la mesure des longueurs focales était assez précise, il serait facile de calculer tous les éléments d'une lentille en partant de la formule connue :

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right). \tag{1}$$

On préfère actuellement, pour connaître l'indice d'un verre taillé en lentille, le briser et faire un prisme dans les morceaux plutôt que de tirer n de l'équation (1).

La mesure de f est effectuée au moyen de *focomètres*, où la netteté de l'image sert le plus souvent de critérium à la mesure ; or il est quelquefois assez délicat d'apprécier l'instant exact où l'image présente le maximum de netteté. La mesure est encore moins précise dans le cas des lentilles divergentes.

II. — *Description de la méthode.* — La méthode que je vais décrire, et qui est employée depuis plusieurs années à l'École de Physique et de Chimie, ramène la détermination du foyer d'une lentille (conver-

gente ou divergente) à la mesure d'un angle et d'une longueur. Le principe est très simple :

Imaginons un rayon AOB passant par le centre optique O du verre; déplaçons ce dernier d'une quantité arbitraire $OO' = d$.

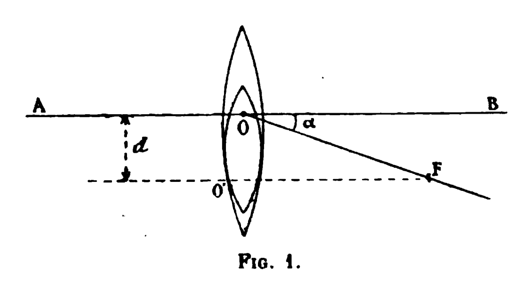


Fig. 1.

Le rayon qui passait par le centre optique reçoit un déplacement angulaire α du prisme lenticulaire qu'il rencontre.

Le point F auquel ce rayon viendrait rencontrer l'axe principal de la lentille serait le foyer principal; or on a immédiatement dans le triangle OO'F :

$$\frac{OO' \text{ ou } d}{f} = \text{tang } \alpha,$$

d'où :

$$f = \frac{d}{\text{tang } \alpha}.$$

Pour réaliser ces conditions, il faut pouvoir déplacer, d'une quantité exactement connue et parallèlement à elle-même, la lentille à mesurer entre un collimateur et une lunette. Le collimateur doit fournir un faisceau assez étroit pour n'intéresser qu'une petite portion de la surface de la lentille.

La lunette doit, comme pour toutes les mesures goniométriques, être réglée à l'infini, de sorte qu'il est nécessaire que le collimateur soit muni d'un tirage très étendu, pour que l'ensemble de sa propre lentille et de celle en étude puisse fournir des rayons parallèles.

Enfin il est indispensable que l'axe du collimateur et l'axe principal de la lentille soient et restent parallèles entre eux pendant les mesures, et que ces axes se trouvent dans un même plan horizontal parallèle au limbe.

Réglage de l'appareil. — Pour faire ce réglage, on procède de la manière suivante : Le système qui sert de support à la lentille peut

être fixé sur la platine d'un goniomètre de Babinet préalablement réglé; on peut le déplacer horizontalement au moyen d'une glissière mue par une vis micrométrique V (*fig.* 2).

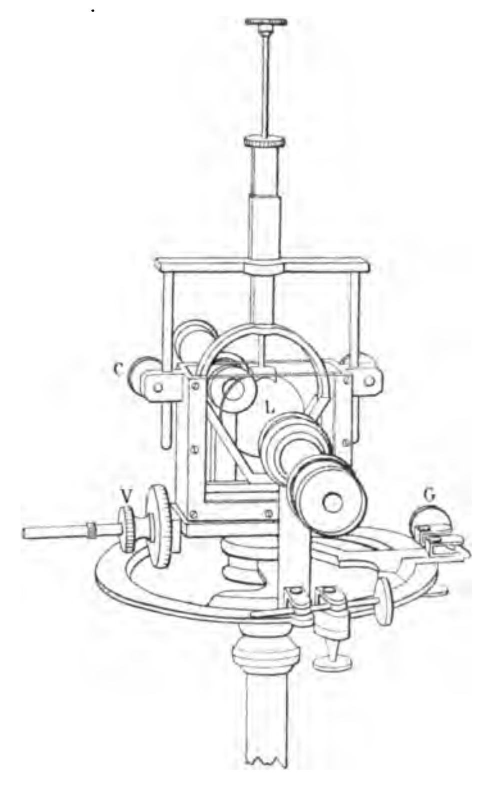


Fig. 2.

On amène les deux verniers (celui de la lunette et celui qui correspond à la platine de l'appareil) à angle droit, puis on met au zéro la graduation du support de la lentille dont la vis micrométrique sert à évaluer le déplacement.

A ce moment, l'image de la fente du collimateur n'est plus au point à cause de la présence de la lentille à mesurer, qui rend convergent ou divergent le faisceau parallèle émis par le collimateur; on rétablit le point par le tirage de ce dernier, et on amène l'image au milieu de la hauteur du champ de la lunette par la coulisse du support de la lentille. La *fig.* 2 donne une vue d'ensemble de l'appareil tel qu'il a

été réalisé par M. Pellin, constructeur; il permet la mesure de lentilles ayant au maximum 60 millimètres de diamètre.

III. — *a*) *Détermination de la longueur focale absolue.* — On donne un déplacement arbitraire, mais connu, à la lentille au moyen de la vis V; l'image est déplacée horizontalement dans le champ de la lunette. La mesure de l'angle dont a tourné le rayon donne, ainsi qu'il a été expliqué précédemment, le *foyer absolu.*

$$f = \frac{d}{\text{tang } \alpha}.$$

En effet, la déviation du rayon se fait dans le *plan principal* de la lentille, plan qui passe comme on sait par le point *nodal d'émergence.*

b) La mesure précédente a dû être faite dans la région centrale du verre; elle donne le foyer des rayons centraux, c'est-à-dire le foyer correspondant à un diaphragme ayant pour diamètre le double du déplacement supposé mesuré à partir du centre optique.

Si on produit de nouveaux déplacements, les angles qui leur correspondent fournissent les foyers relatifs à des ouvertures de plus en plus grandes.

Les diverses valeurs des foyers ainsi calculés donnent l'aberration principale de la lentille pour chacune des ouvertures correspondantes; l'aberration longitudinale principale est mesurée en effet par la différence entre les longueurs focales principales des rayons centraux et marginaux. On peut ainsi construire facilement la courbe qui représente l'aberration en fonction de l'ouverture.

Pour passer à l'aberration latérale, il suffit d'appliquer la formule connue :

$$\lambda = \varepsilon \frac{d}{f},$$

dans laquelle ε est l'aberration longitudinale ($f_0 - f_m$) qui correspond à une ouverture $2d$, et f le foyer principal.

c) Toutes ces mesures ont été faites en lumière monochromatique sodée ; si on les répète avec d'autres radiations, le foyer correspondant à une même ouverture ne restera évidemment pas le même. Les résultats obtenus permettent de calculer l'*aberration chromatique*, qui est liée à la *dispersion* du verre.

d) Le support de la lentille pénètre, comme on le voit (*fig.* 2), dans une cuve C à faces parallèles.

Jusqu'ici cette cuve était vide, et tout se passait comme si elle n'existait pas, car la lunette *réglée sur l'infini* n'enregistre pas le déplacement latéral introduit par la présence des faces de la cuve.

Il n'en est plus de même si on emplit cette dernière d'un liquide, l'eau par exemple.

Supposons en effet que nous ayons obtenu pour un déplacement d un angle de déviation α.

Cette déviation était produite par la région étroite de la lentille qui recevait le faisceau du collimateur, et qui se comportait comme un prisme de petit angle A.

La déviation de ce prisme lenticulaire est liée à l'indice n du verre par la relation connue :

$$(2) \qquad \alpha = A(n - 1).$$

Quand la cuve est pleine d'eau, en ce même point agissent deux autres prismes d'angle total — A et constitués par les lames d'eau comprises entre la lentille elle-même et les faces extérieures de la cuve. La déviation due à ces prismes est :

$$-\alpha' = -A(e - 1),$$

en appelant e l'indice de l'eau.

On observera donc finalement :

$$(3) \qquad \delta = \alpha - \alpha' = A(n - e).$$

Les équations (2) et (3) donnent immédiatement l'indice du verre de la lentille, en fonction de celui de l'eau et des déviations observées :

$$(4) \qquad n = \frac{ed - \delta}{d - \delta}.$$

En rapprochant ce résultat des mesures faites pour diverses radiations, on aura le pouvoir dispersif d'après les formules connues :

$$\frac{1}{f_j} = (n_j - 1)K,$$

d'où on tire K (somme algébrique des inverses des rayons de courbure), connaissant f_j et n_j en lumière sodée.

Portant K dans les autres valeurs des foyers monochromatiques :

$$\frac{1}{f_r} = (n_r - 1)K$$

$$\frac{1}{f_v} = (n_v - 1)K, \text{ etc...}$$

on tirera :

$$n_r,\ n_v,\ \text{etc...}$$

Conclusions. — Le reproche qu'on serait tenté d'adresser à cette méthode est que la précision est assez faible, les mesures ne portant que sur les angles de quelques degrés qui constituent les marges des lentilles :

Pour obtenir une précision de $\frac{1}{1000^e}$ sur la mesure du foyer, il faut employer un goniomètre donnant les 10 secondes et une vis micrométrique mesurant le déplacement à $\frac{1}{100^e}$ de millimètre.

On peut cependant obtenir par ce procédé plus de précision que dans les méthodes actuelles, où on n'a pour se guider qu'une appréciation de netteté d'image, toujours beaucoup plus délicate qu'un pointé goniométrique.

J'ai pu en particulier construire par ce moyen des courbes d'aberrations de lentilles en fonction de l'ouverture, et contrôler les conséquences tirées des formules.

Quelques-unes de ces courbes présentent une dissymétrie par rapport au centre optique, mettant ainsi en évidence des irrégularités dans le travail ou un manque d'homogénéité du verre. Il est bon d'examiner une lentille suivant plusieurs diamètres, afin de s'assurer de sa symétrie autour de l'axe principal.

L'astigmatisme qui résulte de la dissymétrie de la lentille autour de son axe principal est très fréquent dans les verres communs.

Ces lentilles à bon marché, faites mécaniquement, sont, on le sait, collées en grand nombre sur un même support, et les verres qui se trouvent au bord présentent le plus souvent deux sections principales de courbures assez différentes.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. XI. n° 6; 1903.

A. KALÄHNE. — Notiz über elektrische Widerstandsöfen (Note sur les fours électriques à résistances). — P. 257-270.

Un tube en terre réfractaire à parois assez épaisses est entouré d'une ou de deux couches de fil de nickel. Sur ce fil est enroulée en

plusieurs couches une corde d'amiante, et le tout est recouvert d'un tube de laiton. La présence de ce dernier ne suffit pas à rendre uniforme la température tout le long du four, à cause de la faible conductibilité de l'amiante. On obtient une répartition meilleure en serrant davantage le fil vers les extrémités pour compenser les pertes de chaleur plus fortes qui se produisent dans ces régions.

Le fil de nickel supporte assez longtemps une température de 1000°; si la température atteint 1200°, il brûle assez rapidement.

Il n'y a pas de relation simple entre la quantité d'énergie électrique dépensée dans le fil et la température réalisée dans le four.

M. Lamotte.

A. KORN et E. STRAUSS. — Ueber die Strahlungen des radioaktiven Bleis (Radiations du plomb actif). — P. 397-405 (1).

Le sulfate de plomb retiré de divers minéraux complexes, bröggerite, clévéite, pechblende, alvite, samarskite, mica uranifère, euxénite, présente la propriété d'émettre des radiations qui impressionnent les plaques photographiques et de rendre l'air conducteur de l'électricité.

Cette propriété n'est pas due à la présence du polonium et du radium, car ces corps ont été éliminés par le traitement chimique. D'ailleurs le sulfate de plomb radioactif diffère du sulfate de plomb ordinaire mélangé de radium ou de polonium.

Les radiations traversent le verre (l'aluminium jusqu'à 1 millimètre d'épaisseur), mais sont arrêtées par le cuivre, le zinc, le plomb. Le caoutchouc les laisse passer aisément, mais en les diffusant.

Au bout de quelque temps, le sulfate de plomb perd sa radioactivité. Si on le soumet alors à l'action des rayons cathodiques, il émet une fluorescence bleue (comme d'ailleurs le sulfate de plomb ordinaire) et acquiert une activité nouvelle : le sulfate de plomb ordinaire n'éprouve rien de comparable.

Dans certains cas, les rayons cathodiques provoquent aussi un accroissement de l'activité électrique : mais il n'y a pas de relation

(1) Cf. Hofman et Strauss, *Ber. der deutschen chem. Gesellsch.*, t. XXXIII, p. 3126; t. XXXIV, p. 8, 907, 3033, 3970; — Giesel, *Ibid.*, t. XXXIV, p. 3772; — Hofman, Korn et Strauss, *Ibid.*, t. XXXIV, p. 407; — Hofman et Wolf, *Ibid.*, t. XXXV, p. 1453.

entre les modifications de l'activité électrique et de l'activité photographique.

Généralement, quand on transforme le sulfate en un autre sel, ce sel n'est pas radioactif : cependant le sulfure l'est souvent ; par exemple, le sulfure obtenu par la décomposition spontanée d'une dissolution du chlorure de plomb dans l'hyposulfite de sodium.

La substance active est très voisine du plomb par ses propriétés chimiques. Elle précipite par l'hydrogène sulfuré en solution acide ; le sulfate est insoluble dans l'acide sulfurique étendu ; l'iodure est jaune.

Les alcalis donnent un précipité soluble dans un excès de réactif et reprécipité par le sulfure d'ammonium.

Le poids atomique serait environ 260.

Le spectre est caractérisé par une raie violette.

MM. Korn et Strauss admettent que les sels de plomb radioactifs émettent à la fois une matière très subtile et des radiations analogues aux oscillations électro-magnétiques, mais ayant au moins une composante longitudinale, si même elles ne sont pas exclusivement longitudinales.

La déperdition électrique serait provoquée surtout par la première émission, peu pénétrante, non renforcée par les rayons cathodiques.

L'action photographique serait due surtout aux radiations électromagnétiques, très pénétrantes, renforcées par les rayons cathodiques ; mais ces radiations ne produiraient qu'une faible partie de la déperdition électrique par suite de l'ionisation.

M. Lamotte.

A. EICHENWALD. — Ueber die magnetischen Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde (Action magnétique de la convection électrique). — P. 421-442.

Dans cette seconde partie [1] de son travail, l'auteur étudie l'effet magnétique d'un disque isolant tournant dans un champ électrique uniforme. L'effet magnétique sur le système astatique est très faible : il ne représente que la différence entre les effets de deux courants de convection de sens opposé. La déviation du système est comparée à celle que produit un courant voltaïque.

(1) Première partie, p. 603 de ce vol.

Quand les deux armatures du condensateur tournent en même temps que le diélectrique, l'effet magnétique est indépendant de la nature de ce dernier.

D'après ces expériences, il faudrait admettre que l'éther est immobile, aussi bien à l'intérieur des diélectriques que dans leur voisinage.

Les courants de déplacement exercent une action magnétique, dont le sens et l'ordre de grandeur sont ceux que prévoit la théorie.

M. LAMOTTE.

P. LEBEDEW. — Ueber eine Abänderung des Rowland-Gilbert'schen Versuches (Variante de l'expérience de Rowland-Gilbert). — P. 442-445.

Sur les indications de Rowland, Gilbert a essayé sans succès de produire un courant électrique dans des conducteurs en déplaçant ceux-ci dans l'éther. M. Lebedew a tenté d'utiliser dans cette expérience la vitesse de la Terre (30 kilomètres par seconde), environ 1000 fois plus grande que les vitesses les plus grandes que nous sachions réaliser.

D'après Rowland, il doit se produire une différence de potentiel entre les extrémités d'un conducteur filiforme qui se déplace dans l'éther suivant la direction de son axe. M. Lebedew admet de plus que, toutes choses égales d'ailleurs, cette différence de potentiel dépend de la nature chimique du conducteur. Dans ces conditions, si deux fils de même longueur, l'un en cuivre, l'autre en nickeline, sont disposés parallèlement l'un à l'autre dans la direction du mouvement diurne, et réunis à l'une de leurs extrémités, il doit exister entre les autres extrémités une différence de potentiel constante. Un galvanomètre inséré entre ces extrémités doit accuser un courant permanent.

Dans l'expérience, M. Lebedew dispose 500 couples de fils associés comme les éléments d'une pile de Melloni. Ces fils sont enfermés dans une caisse, à laquelle on peut donner toutes les orientations.

Par une ventilation énergique, on assure l'uniformité de la température à l'intérieur de la caisse.

On élimine l'influence des forces thermoélectriques en faisant chaque fois une seconde lecture après avoir fait tourner la caisse de 180°. Les résultats ont été négatifs : la force électromotrice ne

dépasse pas 3.10^{-8} volt, ce que suffisait à expliquer une différence de 3.10^{-6} degrés entre les soudures.

M. LAMOTTE.

ALFRED KALÄHNE. — Schallgeschwindigkeit und Verhältnis der spezifischen Wärmen der Luft bei hoher Temperatur (Vitesse du son et rapport des chaleurs spécifiques de l'air aux températures élevées). — P. 257-270.

Le principe de la méthode dite *méthode de résonance* est le suivant :

Dans un tube ouvert aux deux bouts, on peut déplacer un piston et on forme ainsi un tuyau ouvert à l'une de ses extrémités. Au voisinage de l'extrémité ouverte, produisons un son déterminé et déplaçons le piston dans le tube jusqu'à ce que ce son soit l'un des sons propres du tuyau. Dans ces conditions, le tuyau renforce le son produit au voisinage de son extrémité ; en déplaçant le piston dans le tube jusqu'à reproduire le même son, on mesure la distance de deux minimums ou de deux maximums, et on sait que cette distance est égale à un nombre impair de fois la demi-longueur d'onde du son renforcé par le tuyau.

Désignons par Λ_0 la longueur d'onde de ce son à la température de 0° centigrade et par Λ cette longueur d'onde à la température T. Si le rapport des chaleurs spécifiques de l'air était indépendant de la température, les longueurs d'onde Λ_0 et Λ seraient liées par la relation :

$$\Lambda = \Lambda_0 (1 + \alpha t),$$

α, coefficient de dilatation des gaz.

Si γ_0 et γ sont les valeurs de ce rapport des chaleurs spécifiques aux températures 0 et t, nous avons :

$$\Lambda = \Lambda_0 \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}} (1 + \alpha t),$$

formule de laquelle on peut déduire le rapport $\frac{\gamma}{\gamma_0}$ et qui permet de savoir comment varie le rapport γ avec la température.

Le tube dans lequel se propage le son est un tube de porcelaine ayant 72 centimètres de longueur, 2cm,8 de diamètre extérieur et 2 centimètres de diamètre intérieur. Il est porté à différentes températures au moyen d'une spirale formée d'un fil de nickel

dont les extrémités sont en relation avec une batterie d'accumulateurs dont la force électromotrice est de 65 volts environ. La résistance de la spirale de nickel étant, à froid, d'environ 1,2 Ω, l'intensité du courant variait dans les expériences entre 8 et 13 ampères.

Au lieu de se servir d'un diapason comme source sonore, l'auteur emploie un téléphone dont la membrane est mise en vibrations au moyen d'un courant interrompu avec une grande régularité par un interrupteur électromagnétique donnant environ 1024 interruptions par seconde et qui avait été contrôlé au moyen d'un diapason. Pour éliminer les harmoniques qui gênent l'audition du son fondamental, on interpose entre l'oreille et le tuyau qui résonne sous l'action de la membrane du téléphone un tube à interférences qui fait disparaître les harmoniques graves, ne laisse subsister que deux harmoniques très élevés, dont l'un, beaucoup plus faible que l'autre, n'empêche pas d'entendre celui-ci, qui est le son étudié.

Enfin la température est mesurée au moyen d'une couple platine-platine rhodié en employant une méthode d'opposition.

Des expériences préliminaires sont faites à la température ordinaire afin de pouvoir connaître la longueur d'onde à 0° centigrade du son étudié. Cette longueur d'onde est donnée en fonction de la longueur d'onde à la température ordinaire par la formule :

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \alpha t).$$

Les expériences définitives sont ensuite effectuées à 300°, 450°, 700° et 900°.

Elles montrent que, de 0° *à* 900°, *le rapport des chaleurs spécifiques de l'air varie à peine de* 6 *à* 7 *millièmes de sa valeur.*

On peut donc *pratiquement* considérer ce rapport comme étant *pour l'air indépendant de la température.*

L. Marchis.

Walther SCHWARZE. — Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit von Argon und Helium nach der Methode von Schleiermacher (Détermination du coefficient de conductibilité de l'argon et de l'hélium par la méthode de Schleiermacher). — P. 303-331.

La méthode de Schleiermacher est en principe la suivante :

Dans l'axe d'un tube de verre rempli du gaz que l'on veut étudier est tendu un fil de platine porté à haute température par l'action

d'un courant. Si la paroi du verre est maintenue à température constante, la température du fil devient stationnaire en peu de temps. Si l'on mesure l'intensité du courant et la résistance du fil, on obtient la chaleur enlevée au fil par conductibilité et rayonnement. D'autre part, la résistance du fil fait connaître sa température quand on sait comment cette résistance varie avec la température. Enfin, quand on a déterminé les dimensions de l'appareil, on possède toutes les données nécessaires au calcul de la conductibilité du gaz, à condition toutefois de connaître par une expérience préliminaire quelle est la quantité de chaleur enlevée par rayonnement.

L'auteur a employé cette méthode pour déterminer à 0° et à 100° le coefficient de conductibilité de l'air, de l'argon et de l'hélium.

Pour l'*air*, il a trouvé pour le coefficient de conductibilité à 0° $k_0 = 0{,}00005719$, et pour le coefficient γ de la formule

$$k = k_0 (1 + \gamma t),$$
$$\gamma = 0{,}00253.$$

L'argon a été obtenu par la méthode de Ramsay et Travers. La pureté du gaz obtenu a été vérifiée par la méthode spectroscopique et par la détermination de la densité, en comparant le nombre obtenu avec celui de Rayleigh et Ramsay.

Pour l'*argon*, l'auteur a trouvé :

$$k_0 = 0{,}00003916$$
$$\gamma = 0{,}00260.$$

Pour l'*hélium*, il a obtenu :

$$k_0 = 0{,}0003376$$
$$\gamma = 0{,}00318.$$

On peut déduire de là des résultats intéressants au point de vue de la théorie cinétique des gaz.

Il résulte en effet de cette théorie que le coefficient de conductibilité k est lié au coefficient de frottement η et à la chaleur spécifique sous volume constant c_v, par la formule :

$$k = f \times \eta \times c_v,$$

f étant un facteur convenable.

Or si l'on prend pour l'*argon* :

$k_0 = 0{,}00003916$
$\eta_0 = 0{,}0002104$ (Recherches de H. Schultze)
$c_v = 0{,}0740$ (Recherches de Dittenberger),

on trouve :

$$f = 2{,}501.$$

De même pour l'*hélium :*

$$k_0 = 0{,}0003376$$
$$\eta_0 = 0{,}0001891 \text{ (Schultze)}$$
$$c_v = 0{,}07142,$$

on obtient :

$$f = 2{,}507.$$

Or cette valeur du nombre obtenu par l'expérience est voisine de la valeur $\frac{5}{2}$, qui résulte de la théorie de Maxwell, perfectionnée par Boltzmann.

L. Marchis.

J. MÜLLER. — Ueber Schallgeschwindigkeit in Röhren (Sur la vitesse du son dans les tuyaux). — P. 331-355.

D'après Helmholtz et Kirchhoff, la vitesse du son dans un tuyau est donnée par la formule :

$$v = a\left[1 - \frac{\gamma}{2r\sqrt{n\pi}}\right],$$

dans laquelle :

a est la vitesse du son dans l'air libre ;
r est le rayon du tuyau ;
n est la fréquence du son ;
γ est une constante, qui, d'après Kirchhoff, dépend du frottement et de la conductibilité du gaz contenu dans le tuyau.

Si l'on détermine directement v par l'expérience, on peut, de cette formule, déduire soit la vitesse du son a dans l'air libre, soit la valeur de la constante γ.

Cette formule a été trouvée suffisamment exacte pour les sons graves et les tuyaux de grand diamètre.

L'auteur se propose de rechercher quelle est la valeur de cette formule lorsqu'on emploie des sons aigus et des tuyaux de faible diamètre.

La méthode employée pour mesurer la vitesse v à l'intérieur du tuyau est la méthode de Kundt. Une petite quantité de poudre de lyco-

pode est introduite dans le tube et répandue sur les parois avec autant de régularité que cela est possible; puis, par des chocs convenables contre la paroi du tube, cette poudre est rassemblée de manière à former une faible ligne sur la partie inférieure. Le tube est alors tourné légèrement de manière que la poussière tombe sous l'action d'une légère secousse.

On obtient alors deux catégories de figures. Dans les figures de la première catégorie, qui sont les plus habituelles, la poudre tombe sur la partie inférieure du tuyau dans les parties qui sont des ventres de vibration, tandis qu'elle ne bouge pas dans les parties qui sont des nœuds. Les particules de poussière tombées se distribuent en une suite de nervures normales à l'axe du tuyau; ces nervures sont d'ailleurs d'autant plus longues qu'elles sont plus rapprochées du milieu des ventres et d'autant plus courtes qu'elles sont plus rapprochées des nœuds. Ces nervures n'existent pas dans les figures de la seconde catégorie ; dans celles-ci, la poudre, entièrement chassée des ventres de vibration, se rassemble aux nœuds.

L'auteur décrit minutieusement toutes les circonstances dans lesquelles on obtient ces deux sortes de figures.

Les expériences ont été effectuées avec six tuyaux dont les diamètres varient depuis $15^{mm},516$ jusqu'à $3^{mm},720$, et avec des sons dont les fréquences sont:

$$n = 903 ; \quad 2482 ; \quad 4882 ; \quad 7880.$$

L'auteur s'est proposé de voir si le nombre γ de la formule de Kirchhoff-Helmholtz est réellement constant pour un même gaz, comme l'air. On peut obtenir à ce sujet diverses catégories de résultats.

1° Pour un tuyau de diamètre connu $2r$, on a :

$$\gamma = (a - v)\, r\, \frac{2\sqrt{n\pi}}{a}.$$

Si l'on fait varier n, on a diverses valeurs de γ.

2° Pour deux tuyaux de diamètres r_1 et r_2, on a:

$$\gamma = r_1 r_2 \frac{v_1 - v}{v_1 r_1 - v_2 r_2}\, 2\sqrt{n\pi}.$$

On peut obtenir diverses valeurs de γ en faisant varier r_1, r_2 et n.

3° Pour un même tuyau et deux sons de fréquences n_1, n_2, on a :

$$\gamma = \sqrt{n_1 n_2} \frac{v_1 - v_2}{v_1 \sqrt{n_1} - v_2 \sqrt{n_2}} 2r \sqrt{\pi}.$$

On peut obtenir diverses valeurs de γ en faisant varier n_1, n_2 et r. En opérant ainsi, on trouve que γ varie entre 0,00314 et 0,01663. *Il n'est donc pas possible de considérer comme générale la formule de Helmholtz-Kirchhoff.*

D'un autre côté, ces expériences conduisent à la proposition suivante :

La vitesse du son dans un tuyau est indépendante de la matière dont la paroi est formée; mais cette vitesse est d'autant plus petite que la paroi est plus hérissée d'aspérités et que la conductibilité calorifique de cette paroi est plus grande.

L. Marchis.

Hans JANUSCHKE. — Ueber den Energieumsatz in der Mechanik (Sur la transformation de l'énergie dans la mécanique). — P. 445-448.

L. M.

J. WALLOT. — Die Verwendung des Keilkompensators von Arago zur Messung der Brechungsexponenten von Flüssigkeiten (Emploi du compensateur en coin d'Arago (1) pour la mesure des indices de réfraction des liquides). — P. 355-396. — *Dissertation inaugurale de Münich.*

Sur l'un des faisceaux du réfractomètre interférentiel, on dispose normalement un double coin de verre construit comme un compensateur de Babinet, et plongeant dans une cuve étroite remplie du liquide à étudier; sur l'autre faisceau, une lame de verre à faces parallèles d'épaisseur à peu près égale, afin de ne pas trop augmenter les différences de marche. Il est facile de voir que, si l'on donne au coin mobile un déplacement e, la variation du chemin optique du faisceau qui traverse le compensateur va déterminer un déplacement des franges ; si on appelle s le nombre de franges qui passent sous le réticule, φ l'angle plan du coin, N et n les indices du coin et du

(1) Arago, *C. R.*, t. X, p. 813 ; 1840 ; — Billet, *Ann. Ch. et Phys.*, 3e série, t. LXIV, p. 385 ; 1862 ; — *C. R.*, t. LXVII, p. 1000 ; 1868 ; — Croullebois, *Ann. Ch. et Phys.*, 4e série, t. XX, p. 136 ; 1870.

liquide, λ la longueur d'onde de la lumière employée, on a

$$(1) \qquad s\lambda = e \sin\varphi\,(N - n).$$

Cette relation simple suppose les deux faces extrêmes du coin rigoureusement parallèles, et le faisceau incident perpendiculaire à la face d'entrée et dans la section principale.

La théorie complète de l'instrument, supposé orienté d'une manière quelconque par rapport à la lumière incidente, peut être développée facilement en remarquant qu'un faisceau de rayons parallèles, qui n'a rencontré que des surfaces planes, conserve sa nature, et que dès lors un rayon du faisceau peut être déplacé parallèlement à lui-même, d'une manière quelconque, dans la surface réfléchissante ou réfringente qu'il aborde ou qu'il quitte, sans que sa différence de marche avec tout autre rayon parallèle soit modifiée. Cette remarque

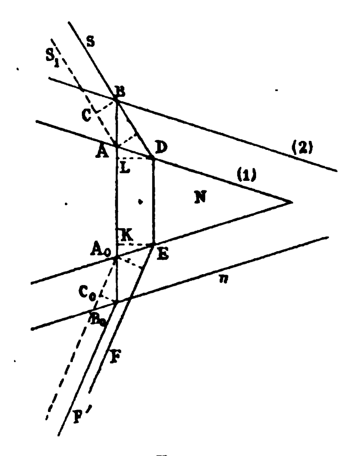


Fig. 1.

a l'avantage de simplifier beaucoup le calcul des différences de marche, en substituant aux rayons pour lesquels ce calcul serait pénible d'autres rayons équivalents convenablement choisis. Exemple : On voit facilement que la différence de marche introduite par le déplacement de (1) à (2) est (*fig.* 1) :

$$N.\overline{AB} - n\overline{AC} + N.\overline{A_0B_0} - n.\overline{A_0C_0}.$$

Le calcul développé conduit à la formule :

$$(2) \qquad s\lambda = e \sin\varphi \sin\zeta\,(N - n)\left\{1 + \frac{n}{2N}i^2 + \frac{N+n}{2n}\theta\sin\varphi - \frac{\theta^2}{2} - i\theta\cos\eta\right\}.$$

où i est l'incidence *sur la face d'entrée dans le coin mobile*, η l'angle du plan d'incidence avec la section principale, ζ l'angle de la direction du déplacement avec l'arête du prisme, θ l'angle aigu que fait avec la seconde face du coin (face oblique) la projection du déplacement sur la section principale, à la condition que i, θ et φ soient petits.

Cette équation se réduit à l'équation (1) lorsque

$$i = \theta = 0, \quad \zeta = \frac{\pi}{2}.$$

Les termes qui suivent 1 dans la parenthèse étant petits, on peut mettre la relation sous la forme :

$$Lq(1 - \alpha) = N - n,$$

en posant $L = \frac{\lambda}{\sin\varphi \sin\zeta}$ et $q = \frac{s}{e}$. On élimine L en faisant, avec un liquide d'indice connu n_1, une détermination qui fournit :

$$Lq_1(1 - \alpha_1) = N - n_1.$$

La comparaison des valeurs n, déduite de ces équations, et $[n]$, calculée dans l'hypothèse où i et θ, par conséquent α et α_1, peuvent être considérés comme nuls, montre que, dans les conditions où s'est placé l'auteur, i et θ peuvent atteindre 34′ sans que l'erreur commise sur l'indice s'élève à une unité du 5ᵉ ordre décimal ; or ces conditions peuvent être réalisées, et au delà, par un réglage suffisamment soigné. On peut donc se contenter, pour le calcul, de la relation très simple :

$$\frac{q}{q_1} = \frac{N - n}{N - n_1}. \tag{3}$$

Il est clair, d'ailleurs, que, si les faces terminales du compensateur sont parallèles entre elles dans toutes ses positions, les déplacements du coin mobile ne déplacent pas les points du plan focal de la lunette où vont se couper les divers rayons des deux faisceaux interférents. Le calcul suppose le coin mobile frappé par les rayons incidents, tandis qu'il est plus commode de placer avant lui le coin fixe. Mais cela ne modifie en rien les conclusions précédentes, si l'on a soin d'orienter la face commune à peu près normalement aux rayons qui l'abordent.

Il est possible de corriger l'influence d'une variation de la température entre l'expérience d'étalonnage et l'expérience définitive, en fonction du coefficient de variation des indices avec la température. Cette correction, d'ailleurs, est le plus souvent très faible. Les variations de température des autres pièces du réfractomètre, lés variations de longueur de la vis micrométrique n'ont pas d'influence appréciable. Il n'en serait pas de même pour la variation de température d'une des pièces du compensateur, ou si des courants prenaient naissance dans le liquide. Comme les erreurs qui en résulteraient ne peuvent être appréciées, il est nécessaire de s'en garantir en protégeant la cuve par des écrans, et la fermant aussi hermétiquement que possible.

Le compensateur est porté par un bras vertical que l'on peut faire légèrement pivoter autour d'un axe; la face d'entrée du coin fixe prolonge la face antérieure de la plaque parallèle contre laquelle il est collé; cette pièce et le coin mobile sont simplement appliqués par de légers ressorts sur des boutons de laiton que l'on ajuste à la lime au moment du réglage. Il est placé au-dessus du rail du réfractomètre, à la même hauteur que les lames de glace; au-dessous de lui est l'auge à faces parallèles contenant le liquide, et que l'on peut soulever de manière à baigner l'appareil optique au moment des expériences; cette auge peut être fermée hermétiquement par un couvercle ne laissant passer que la tige d'un thermomètre et le bras qui supporte le compensateur. Le réglage se fait par autocollimation; on commence par amener la face oblique du coin mobile, isolé avec la plaque glissante qui le supporte, à être parallèle à une surface bien plane sur laquelle cette plaque est posée de champ; on rend ainsi la direction du déplacement parallèle à une ligne tracée dans la face oblique, c'est-à-dire θ petit. On remet le coin en place, et on agit sur les boutons de la plaque fixe de manière à rendre parallèles les surfaces contiguës des deux coins, puis leurs faces terminales. Ce réglage est fait une fois pour toutes. Le réglage de l'incidence se fait sur l'appareil monté, et disposé de manière à donner des franges nettes, qui doivent se déplacer quand on tourne la vis du compensateur; il consiste à amener en coïncidence les images du réticule éclairé données par deux réflexions sur la plaque la plus voisine du réfractomètre, et par une réflexion sur les pièces du compensateur. Ce réglage doit être répété au début de chaque mesure. Il peut être fait en lumière blanche.

L'étude du compensateur a été faite en déterminant les indices de l'eau distillée et de deux solutions de sel marin, dont l'une, à 25 0/0 à peu près, a servi concurremment avec l'eau distillée; l'auteur a utilisé des expériences faites par Schütt (sel marin) (1) et par Walter (eau) (2) pour calculer l'indice du coin par l'équation (3). C'est la partie faible de la méthode, car N s'obtient par le quotient de deux différences, ce qui augmente l'erreur relative ; de plus, les valeurs numériques des q et des n sont telles qu'une erreur de 1 sur l'indice du sel ou de l'eau se traduit par une erreur de 3 ou de 4 sur N. La même équation (3), quand N est connu, fournit l'indice de la 2e solution, à 15 0/0, par comparaison avec l'eau distillée. L'auteur croit cependant pouvoir compter sur la 4e décimale, l'erreur ne dépassant pas 2 ou 3 unités du 5e ordre.

C'est en effet l'écart maximum qu'il a constaté entre les indices mesurés et les nombres calculés au moyen de la formule :

$$n_D = 1,35959 - 15 \times 10^{-5} (t - 18^\circ,07).$$

Les expériences ont été faites entre 18°,31 et 19°,22.

Il en conclut que, même avec un réglage incomplet, et un déplacement total de 1 centimètre, le compensateur d'Arago n'est pas loin d'égaler en exactitude les meilleurs appareils en usage. Avec un appareil complètement réglé dans tous ses détails, et un déplacement de 3 centimètres, l'exactitude ne serait limitée que par l'approximation avec laquelle on connaît l'indice du liquide de comparaison.

Le défaut d'homogénétté de la lumière du sodium, d'une part, l'inconvénient d'avoir à donner un grand nombre de tours de vis, dès qu'on a à compter plus de 300 franges, font qu'il n'y a pas avantage à augmenter le déplacement.

La méthode convient très bien pour les liquides absorbants, que l'on pourrait placer dans des tubes très fins, interposés entre le coin mobile disposé horizontalement et une plaque parallèle fixée au-dessus à une faible distance. L'appareil est supérieur à celui de Jamin, parce que le déplacement des franges est rigoureusement proportionnel à la rotation de la vis.

P. Lugol.

---

(1) *Zeitsch. f. phys. Chem.*, t. V, p. 349; 1890.
(2) *Wied. Ann.*, t. XLVI, p. 423; 1892; — *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 567; 1893.

A.-H. BUCHERER. — Ueber den Einflusz der Erdbewegung auf die Intensität des Lichtes (Influence du mouvement de la terre sur l'intensité de la lumière). — P. 270-283.

P. NORDMEYER. — Ueber den Einflusz der Erdbewegung auf die Verteilung der Intensität der Licht- und Wärmestrahlung (Influence du mouvement de la terre sur la distribution de l'intensité de la radiation lumineuse et calorifique). — P. 284-302. — *Dissertation inaugurale de Bonn.*

D'après Fizeau (1), si l'on suppose l'éther en repos, le mouvement de translation de la terre doit modifier l'intensité de la radiation reçue par un écran lié invariablement à une source; lorsque la ligne qui les joint est parallèle à la trajectoire terrestre, on calcule qu'en appelant u la vitesse de translation, v la vitesse de la lumière, I_0 l'intensité reçue si la terre était immobile, I l'intensité réellement reçue, on a $\left(\text{en négligeant les puissances de } \frac{u}{v} \text{ qui vaut environ } \frac{1}{5000}\right)$ $I = I_0\left(1 - \frac{2u}{v}\right)$ ou $I = I_0\left(1 + \frac{2u}{v}\right)$, selon que la radiation se propage dans le sens du mouvement ou en sens inverse.

Il a proposé, pour vérifier le fait, l'expérience suivante : une lampe est placée au milieu de la distance de deux éléments thermoélectriques que l'on oppose en compensant, au besoin, la force électromotrice résultante par une source extérieure; la ligne qui joint les éléments est parallèle à la trajectoire de la terre; si l'on vient à tourner brusquement le système de 180°, la variation d'intensité de la radiation reçue par les éléments suscitera un courant égal à $\frac{1}{1250}$ de celui qui prendrait naissance dans un élément en repos.

M. Nordmeyer a réalisé l'expérience en prenant les plus minutieuses précautions pour garantir son galvanomètre, d'une sensibilité extrême, contre toute cause de perturbation mécanique ou magnétique, et pour isoler thermiquement les éléments et la lampe. La mesure consistait à déterminer l'intensité de courant correspondant à une déviation déterminée du galvanomètre, puis la force électromo-

(1) Fizeau, *Pogg. Ann.*, t. XCII, p. 652-655; 1854; — *Cosmos*, t. I, p. 690; 1852; — Eötvös, *Pogg. Ann.*, t. CLII, p. 513-535; 1894; — Ketteler, *Astronomische Undulationstheorie oder die Lehre von der Aberration des Lichtes*, Bonn, 1873; — *Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 260-271; 1875; — H.-A. Lorentz, *The intensity of radiation and the motion of the earth; k. Acad. v. Wet. Amsterdam*, p. 678-681; 1902.

trice produite par la lampe dans un élément; on avait ainsi les données nécessaires au calcul de la déviation correspondant à l'effet annoncé par Fizeau. La rotation de 180° a donné, en moyenne, 3 0/0 de la déviation attendue, lorsque l'appareil était orienté dans la direction E.-W.; dans la direction N.-S., où l'on n'aurait dû rien avoir, on a obtenu des déviations du même ordre. Le résultat est donc nettement négatif.

Il confirme la conclusion du travail tout théorique de M. Bucherer. Ce dernier, reprenant la question après Eötvös et Ketteler, et introduisant le travail mis en jeu par la pression de radiation, montre d'abord, en s'appuyant sur la théorie de Maxwell, que l'influence indiquée par Fizeau n'existe pas. Développant ensuite la question dans l'hypothèse des électrons, il montre que la théorie de Lorentz conduit au même résultat. L'expérience ne contredit donc pas cette opinion que les phénomènes dépendant de l'électricité, du magnétisme ou du rayonnement ne sont influencés que par le mouvement de *la matière relativement à la matière*, et signale la conclusion suivante, qu'on en peut tirer :

Un corps chargé, éloigné de toute autre matière, ne devrait pas entraîner avec lui de champ magnétique, s'il prenait un mouvement uniforme; de même, un condensateur chargé n'entraînerait pas avec lui de champ magnétique du fait du mouvement de la terre. La conception de la masse électromagnétique d'un électron ne pourrait pas être définie sans faire intervenir le milieu ambiant, ce qui augmenterait encore la difficulté de donner à la mécanique un fondement électromagnétique. P. Lugol.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

T. LXX.

H. RAMAGE. — A comparative Study of the Spectra, Densities, and melting Points of some Groups of Elements, and to the Relation of Properties to Atomic Mass (Etude comparative des spectres, des densités et des points de fusion de quelques groupes d'éléments, et de la relation de ces propriétés avec la masse atomique). — P. 1-27.

Cette étude comparative fut entreprise dans l'espoir de découvrir quelqu'une des lois qui régissent la distribution des raies et des bandes dans les spectres.

L'auteur a choisi et étudié en détail les dix-neuf éléments suivants, qui font partie de cinq groupes distincts dans le système périodique de Mendéléeff :

1° Lithium, sodium, potassium, rubidium et cœsium ;

2° Cuivre, argent et or ;

3° Magnésium, zinc, cadmium, mercure ;

4° Calcium, strontium, baryum ;

5° Aluminium, gallium, indium, thallium.

Il a tracé des diagrammes représentant les raies en fonction des poids atomiques (fréquences d'oscillations en abscisses et poids atomiques ou carré des poids atomiques en ordonnées). La discussion de ces diagrammes conduit aux résultats suivants :

1° Les métaux étudiés peuvent, d'après leur spectre, être classés en groupes distincts;

2° Les lignes qui relient les différents termes des groupes ne sont pas continues; elles présentent certaines interruptions. Ainsi, il existe une interruption dans le groupe des métaux alcalins, entre le sodium et le potassium. Il en existe une autre entre le triplet du magnésium et ceux du zinc, du cadmium et du mercure;

3° La cause du déplacement des lignes correspondantes dans quelques spectres exactement homologues est intimement liée au changement de poids atomique. Les lignes se dirigent vers l'extrémité la moins réfrangible du spectre pour une augmentation du poids atomique. L'inclinaison des lignes due à cette cause est la plus manifeste pour les raies des métaux alcalins (particulièrement pour les raies du potassium, du rubidium et du cœsium) et pour les raies les plus intenses du calcium, du strontium et du baryum;

4° Les lignes qui réunissent les termes correspondants des doublets et triplets homologues se rapprochent l'une de l'autre à mesure que le poids atomique diminue et se coupent sur la ligne de poids atomique nul;

5° La forme de quelques-unes de ces lignes indique qu'on ne trouvera jamais aucun élément de poids atomique supérieur au plus grand qui est représenté dans le diagramme. Cette conclusion apparaît d'une manière frappante dans la ligne représentative du cuivre, de l'argent et de l'or.

L'auteur cherche ensuite à établir une formule empirique qui ne renferme qu'une variable, le poids atomique, pour le calcul des longueurs d'onde des raies,

Dans le chapitre suivant, la méthode graphique employée pour les spectres fut étendue à deux autres propriétés des éléments : la densité et le point de fusion. Les variations, dans le diagramme relatif à la densité (les densités étant prises en abscisses et les poids atomiques en ordonnées), sont plus régulières que celles qui ont lieu dans le diagramme relatif aux points de fusion.

Comme conclusion, l'auteur fait ressortir que les propriétés des éléments dépendent plus de la structure de l'atome (comme cela résulte de l'étude des spectres) que de la quantité de matière qu'ils renferment.

J.-R. ASHWORD. — **Experimental Researches on drawn Steel. — Part I. Magnetism and its Changes with Temperature. — Part II. Resistivity, Elasticity and Density, and the temperature Coefficients of Resistivity and Elasticity.** — (Recherches expérimentales sur l'acier étiré. — 1re partie. Magnétisme et ses variations avec la température ; — 2e partie. Résistance, élasticité et densité ; coefficients de température de la résistance et de l'élasticité). — P. 27-30.

En général, lorsqu'on chauffe et refroidit périodiquement un aimant, on constate qu'une augmentation de température diminue et qu'une diminution de température augmente l'intensité magnétique, de manière que dans l'équation

$$I_{t'} = I_t \, [1 + \alpha \, (t' - t)],$$

le coefficient α soit négatif (t' étant plus grand que t, $I_{t'}$ et I_t représentant les intensités magnétiques correspondantes). Mais ,si l'on construit un aimant en fil d'acier pour piano, de longueur supérieure à 50 fois le diamètre, le coefficient α est positif; pour un aimant plus court, ce coefficient est négatif, et pour une dimension intermédiaire, il est nul. Pour expliquer la cause de cette anomalie, l'auteur a été conduit à étudier complètement les coefficients de température de ces aimants. Des expériences faites sur le fil étiré, tel qu'on le vend dans le commerce, puis sur du fil recuit et sur du fil trempé, ont montré que c'est seulement dans le premier état que le coefficient α est positif. L'étirement est donc la cause de l'anomalie signalée plus haut. En opérant sur des échantillons du fil représentant toutes les étapes de la fabrication on reconnaît que le coefficient positif est obtenu par un étirement modéré et que l'étirement maximum tend à rendre le coefficient nul,

L'intensité du magnétisme résiduel augmente d'une façon remarquable par l'étirement ; elle est à peu près 200 fois plus grande qu'à l'état initial.

L'auteur compare ensuite les courbes d'aimantation d'un très long fil fin d'acier étiré lorsqu'il est chauffé et lorsqu'il est refroidi.

La susceptibilité à chaud est toujours plus grande que la susceptibilité à froid, même avec un maximum d'intensité, et ce n'est qu'en employant une force démagnétisante que les courbes se coupent. Avec le fer et l'acier ordinaires, l'intersection des courbes se produit toujours sur la branche ascendante.

Le coefficient de température du magnétisme induit et résiduel a été déterminé en différents points sur les courbes ascendante et descendante de l'acier étiré et du fer, et M. Ashworth a découvert que le coefficient d'augmentation est plus élevé pour l'acier étiré, que le coefficient de diminution est moindre pour le fer, lorsque la susceptibilité est maxima. En général, le coefficient α varie avec la susceptibilité.

Une autre observation intéressante est celle qui est faite après une désaimantation partielle. La chaleur et le froid rétablissent une partie du magnétisme perdu, et même, lorsque tout le magnétisme est enlevé et qu'on produit une faible aimantation en sens contraire, l'échauffement et le refroidissement enlèvent le tout et rétablissent une partie du magnétisme initial.

Dans la deuxième partie, l'auteur indique les relations qui existent entre l'étirement, la résistance, le module de Young et la densité.

La résistance diminue par un étirement modéré, mais une tension extrême l'augmente rapidement. Le coefficient de température de la résistance est affecté en raison inverse de cette dernière.

Le module de Young augmente avec un étirement modéré et diminue rapidement pour des étirements extrêmes. Son coefficient de température se conduit d'une façon inverse, de telle sorte que, lorsque le module est grand, le coefficient de température est faible et inversement.

Quant à la densité, elle augmente constamment avec la tension. La densité et l'intensité magnétique semblent avoir un rapport très étroit ; elles varient proportionnellement dans un intervalle considérable.

J. WALKER. — The differential Equations of Fresnel's Polarisation vector, with an Extension to the Case of active Media (Les équations différentielles du vecteur de polarisation de Fresnel; extension au cas des milieux actifs). — P. 34-43.

La méthode employée par M. Voigt[1] pour les corps isotropes et qui déduit les équations différentielles des vecteurs de lumière des propriétés d'ondes planes homogènes, est étendue par l'auteur aux cristaux et en particulier aux cristaux qui présentent une polarisation circulaire naturelle ou magnétique.

O. REYNOLDS et J.-H. SMITH. — On a Throw-testing Machine for Reversals of mean Stress (Sur une machine à essayer les tensions et les compressions alternatives de moyenne intensité). — P. 44-46.

Les auteurs se sont proposé de mesurer la solidité de barreaux d'acier soumis à une suite rapide d'allongements et de compressions approximativement égaux. A cet effet, un poids était suspendu à la partie inférieure de ces barreaux maintenus verticalement, et la partie supérieure des barreaux recevait un rapide mouvement périodique d'élévation et d'abaissement au moyen d'une machine à vapeur. En vertu de l'inertie du poids, le barreau est allongé à la fin de chaque abaissement et comprimé à la fin de chaque élévation.

Le nombre des élévations et des abaissements en une minute variait, dans les expériences relatées, de 1337 à 1917. Voici les conclusions auxquelles les auteurs sont arrivés :

1° Le nombre des élévations et des abaissements amenant la rupture de l'échantillon est d'autant plus petit qu'ils se suivent plus rapidement ;

2° Pour une suite très rapide d'élévations et d'abaissements, les aciers durs ne possèdent pas une solidité plus grande que les aciers mous.

J.-H. JEANS. — The Equilibrium of rotating liquid Cylinders (Equilibre de cylindres liquides tournants). — P. 46-48.

L'auteur se borne à étudier le problème à deux dimensions dans lequel les harmoniques sphériques peuvent être remplacés par des

(1) *Kompendium der theoretischen Physik*, t. II, part. V, §§ 6, 7.

fonctions circulaires d'une seule variable. A cause des nombreuses analogies qui se présentent avec le problème à trois dimensions, ces considérations peuvent être regardées comme une étude préalable de ce dernier problème.

M. WILDERMANN. — On chemical Dynamics and Statics under the Action of Light (Sur les dynamiques et statiques chimiques sous l'action de la lumière). — P. 66-74.

L'auteur a étudié la réaction

$$CO + Cl^2 = COCl^2,$$

s'effectuant sous l'influence de la lumière.

L'équation différentielle de la vitesse de réaction est :

$$\frac{dx}{dt} = K(A - x)(B - x),$$

dans laquelle K a une valeur différente pour chaque longueur d'onde.

Mais la vitesse de réaction n'est pas directement proportionnelle à la quantité de lumière qui traverse le système, ni à la quantité de lumière absorbée par le système pendant l'unité de temps. La réaction possède nettement une période d'« induction chimique » (lorsque le système est exposé à la lumière) et de même une période de « déduction chimique » (lorsque le système est soustrait à l'action de la lumière).

De petites traces d'air ou de vapeur d'eau exercent une influence énorme sur la vitesse de réaction ; l'air retarde et la vapeur d'eau accélère cette vitesse.

H. E. ARMSTRONG. — The Classification of the Elements Classificationdes éléments). — P. 86-94.

Comme il y a fréquemment une différence d'une unité (environ) entre les poids atomiques des éléments contigus et comme, d'autre part, les éléments « homologues », parmi ceux de faible poids atomique, diffèrent de 16 unités (environ), l'auteur suppose que la « différence élémentaire » peut atteindre une unité environ et que la première « période horizontale » s'arrête à l'oxygène ou, en d'autres termes, qu'il y a 16 « séries verticales » d'éléments homologues.

En partant de cette hypothèse, l'auteur écrit deux systèmes, différant peu l'un de l'autre et dont nous représentons ci-dessous les trois premières séries horizontales (qui sont identiques dans les deux tables), afin de donner une idée nette de l'ordre adopté.

1H	2He	3	4	5	6	7Li	8	9Be	10Ne	11B
17	18	19Fe	20A	21	22	23Na	24Mg	25	26	27Al
33	34	35Cl	36	37	38	39K	40Ca	41	42Kr	43Sc

12C	13	14Az	15	16O
28Si	29	30	31P	32S
44				
45				
46				
47				
48Ti	49	50	51Vd	52Cr

Dans les deux tables, aucun poids atomique d'élément connu jusqu'à présent ne correspond aux nombres qui se trouvent dans les séries verticales 5 et 6. Dans la première et la seconde série verticale, on ne rencontre que l'hydrogène et l'hélium ; le tellure est inscrit dans ces tables avec un poids atomique égal à 124.

H.-E. ARMSTRONG et T.-M. LOWRY. — Persulphuric Acids (Acides persulfuriques). — P. 94-99.

Les auteurs arrivent à cette conclusion qu'il existe au moins trois acides persulfuriques :

L'acide pertétrasulfurique : rapport de SO^3 à l'oxygène actif $= \frac{4}{1}$

L'acide perdisulfurique : — — — $= \frac{2}{1}$

L'acide peranhydrosulfurique : — — — $= \frac{1}{1}$
ou acide de Caro.

J.-C. BOSE. — On the Continuity of Effect of Light and electric Radiations on Matter (Continuité de l'effet de la lumière et des radiations électriques sur la matière). — P. 154-174.

L'auteur décrit, dans ce mémoire, des expériences variées qui ne peuvent s'expliquer, d'après lui, qu'en supposant que ces effets sont dus à une déformation mécanique. Il a employé, pour étudier la

variation de résistance des cohéreurs, la méthode connue d'enregistrement photographique des déviations d'un galvanomètre.

I. *Effet de la radiation électrique.* — Si la *réponse*, positive ou négative, est réellement due à une perturbation moléculaire, on peut s'attendre à la voir modifiée non seulement par la nature chimique de la substance, mais encore par l'histoire antérieure de la substance, par la température et par la pression. C'est ce que l'auteur a constaté expérimentalement.

Il indique ensuite des cas typiques de transition graduelle entre le non-retour (non-recovery) et le retour complet. Un cohéreur positif, formé de Fe^3O^4, possède un retour complet en 21 minutes quand il est froid, en 30 secondes quand il est modérément chauffé. Un cohéreur négatif formé d'étain ou de plomb recouvert de brome subit une augmentation de résistance quand il est soumis à la radiation, puis subit le retour d'abord rapidement, puis lentement.

Le cohéreur négatif le plus sensible est constitué par une modification particulière de l'argent. Ce cohéreur, qui subit le retour automatique, peut servir d'appareil de mesure de l'intensité de la radiation. Il présente d'une façon très nette le phénomène de la fatigue suivi d'un renversement de l'effet, qui devient positif (diminution de résistance).

Ce renversement a lieu également pour d'autres cohéreurs. Il est dû soit à une intensité anormale du stimulus, soit à une modification excessive.

La radiation électrique produit également des variations de force électromotrice. Pour étudier ces variations, l'auteur a construit une pile formée de poudres d'argent ordinaire et d'argent modifié séparées par un tampon de coton imprégné d'alcool amylique. En comprimant convenablement ces poudres on obtient un courant. La radiation électrique fait varier la force électromotrice de cette pile et la continuation de l'action produit même un renversement. En remplaçant les poudres d'argent par la poudre de magnésium, la courbe de la variation de force électromotrice est semblable à la courbe de la variation de résistance.

II. *Effet de la lumière.* — En employant une pile photo-électrique formée de bromure d'argent plongeant dans l'eau ordinaire, l'auteur constate que les courbes qui représentent les variations de force électromotrice avec l'action d'une radiation lumineuse intermittente sont semblables à celles que produisent les radiations électriques.

Les mêmes phénomènes de fatigue et de renversement sont également observés.

En résumé, les radiations électriques et lumineuses produisent des variations semblables de résistance et de force électromotrice. Dans les deux cas, l'action d'une radiation prolongée conduit à un renversement ou à une tendance au renversement.

J.-C. BOSE. — On the Similarities between Radiation and mechanical Strains (Sur les ressemblances entre les modifications dues à la radiation et les déformations mécaniques). — P. 174-185.

Si les effets décrits dans le mémoire précédent sont réellement dus à une déformation mécanique, on en déduit que des résultats semblables pourront être obtenus artificiellement par des déformations mécaniques dont l'origine ne souffrira aucun doute, par exemple par des chocs ou des torsions.

Pour effectuer ses expériences, l'auteur a construit une pile mécanique formée de deux fils d'un même métal, de même longueur, serrés fortement à leur partie inférieure dans un morceau d'ébonite et dont les extrémités supérieures, reliées à un galvanomètre sensible, sont fixées à des pièces métalliques qui peuvent être tordues d'un angle déterminé au moyen d'une manivelle.

L'électrolyte est de l'eau ordinaire.

Lorsque au bout d'un temps suffisamment long la force électromotrice parasite, qui existe toujours entre les deux électrodes, a disparu presque complètement, on tord l'un des fils et l'on constate l'existence d'une force électromotrice qui disparaît avec la torsion.

La plupart du temps, le fil tordu est négatif par rapport au fil non tordu (pour l'argent, c'est le contraire). Le sens de la torsion est sans influence.

Une torsion faible peut produire le renversement de la polarité; une torsion énergique ou de longue durée, tend à produire la fatigue et le renversement.

Avec une pile mécanique dont les électrodes étaient constituées par des fils d'étain, l'auteur a pu contre-balancer l'effet de la torsion mécanique par l'action de la lumière sur l'un des fils.

Il est à remarquer que la vibration mécanique produit sur l'étain un effet moléculaire opposé à celui de la lumière (la torsion rend le fil négatif, la lumière le rend positif). Cela est peut-être dû à ce que l'une des actions est normale et l'autre anormale.

G.-J. BURCH. — Contributions to a Theory of the capillary Electrometer. I. On the insulation Resistance of the capillary Electrometer, and the minimun Quantity of Electricity required to produce a visible Excursion (Contributions à une théorie de l'électromètre capillaire. I. Sur la résistance d'isolement de l'électromètre capillaire et la quantité minimum d'électricité nécessaire pour produire un déplacement visible du ménisque). — P. 221-226.

L'auteur estime que la résistance au passage du courant dans un électromètre capillaire n'est pas une résistance ohmique, mais qu'elle est due à un effet qui se produit aux surfaces de contact du mercure et de l'eau acidulée.

Il résulte des mesures qu'il a effectuées que la perte de charge d'un électromètre capillaire convenablement isolé est d'environ 0,1 0/0 en $\frac{1}{10}$ de seconde.

Une quantité d'électricité égale à $\frac{1}{100}$ d'unité électrostatique est suffisante pour produire un déplacement mesurable du ménisque.

TH. ANDREWS et C.-R. ANDREWS. — Microscopic Effects of Stress on Platinum (Effets microscopiques des forces sur le platine). — P. 250-252.

Un cube de platine de 0,3 pouce ($0^{cm},75$) de côté fut comprimé de manière à réduire la hauteur de 1/10. Une face latérale, préalablement polie et parallèle à la direction de la compression, examinée sous le microscope, montrait que beaucoup des grains cristallins formant la masse du platine avaient développé, sous l'influence de la compression, de nombreuses bandes faisant un angle d'environ 45° avec la direction de la force. Entre ces bandes se trouvaient des raies très fines indicatrices d'un glissement cristallin et formant des angles différents avec la direction de la force dans les cristaux primitifs différemment orientés. Les modifications apportées dans la structure du platine par la compression sont analogues à celles qui sont observées dans les métaux plus légers, tels que le cuivre, le nickel, le fer et l'acier.

René PAILLOT.

Le Journal de Physique théorique et appliquée, publié par MM. E. Bouty, G. Lippmann, E. Mascart et A. Potier, est le seul périodique français contenant des articles originaux et des analyses de mémoires français ou étrangers relatifs à toutes les branches de la physique générale et même à la physicochimie (1).

N'insérant que des mémoires de faible étendue, qui souvent résument sous une forme didactique et définitive des travaux de très longue haleine publiés *in extenso* dans d'autres recueils, il réunit dans ses douze fascicules mensuels, qui forment un volume d'environ 900 pages, beaucoup plus de résultats que la plupart des Périodiques, astreints à publier de longs mémoires.

Les analyses du *Journal de Physique* se rapportent aux mémoires parus non seulement dans les grands Périodiques étrangers, mais encore dans les Bulletins, peu répandus, d'un grand nombre de Sociétés Savantes.

Pour se rendre compte de la quantité considérable de matières condensées dans le *Journal de Physique*, il suffit de se reporter à la Table des matières des trois premières séries de ce recueil (1872-1901), qui vient de paraître (2), et où les articles originaux et les analyses sont classés d'une part par ordre de matières, d'autre part par noms d'auteur. Cette table constitue le plus commode et le plus pratique des répertoires de physique ; elle permet de retrouver aisément tous les mémoires importants relatifs à une même question et d'embrasser d'un coup d'œil tous les progrès accomplis dans chaque branche de la physique pendant cette période si féconde des trente dernières années.

---

(1) Les abonnements au *Journal de Physique* sont annuels et partent de Janvier.

Prix pour un an (12 numéros)

France........................	17 francs.
Autres pays...................	18 francs.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. *Sandoz*, rue Rataud, 11, Paris, 5e.

Les 10 premiers volumes (1872-1881) se vendent séparément... 20 francs.
Les vingt derniers volumes (1882-1901) se vendent séparément. 15 francs.

(2) La Table générale des trois séries du *Journal de Physique* (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste : 10f,90.
Adresser les demandes à M. *Sandoz*, 11, rue Rataud, Paris (5e).

TABLE DES MATIÈRES.

OCTOBRE 1903.

Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

Le Gérant : J. DESLIS.

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — NOVEMBRE 1903.

(*Clos le* 20 *Octobre.*)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Sandoz, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.. . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5e.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Sandoz, rue Rataud, 11. Paris, 5e.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LES PROPRIÉTÉS ÉLASTIQUES DES FILS DE SOIE ET LE COEFFICIENT DE POISSON;

Par M. F. BEAULARD.

1. Malgré l'emploi fréquent des fils de soie dans les suspensions utilisées dans les laboratoires de physique, les paramètres élastiques de cette substance sont mal connus; on ne possède que les déterminations numériques de Frankenheim (1835) relativement à l'élasticité et à la tenacité de la soie, l'observation de Weber (1841) signalant ce qu'il appelle l'effet tardif élastique (*nachwïrkung*) d'un fil soumis à un poids tenseur, et, antérieurement aux recherches de ces deux physiciens, les expériences classiques de Coulomb sur les phénomènes de torsion (1784). Malgré toute l'importance des travaux précédents, l'étude des propriétés élastiques des fils de soie est à reprendre, car, en pareille matière, les résultats numériques ne valent que si l'on connaît exactement dans quelles conditions et suivant quelle technique ces résultats ont été obtenus; les recherches de M. Bouasse sur l'élasticité des fils métalliques ne laissent aucun doute à cet égard.

Dans ce travail, j'ai eu d'abord en vue la *détermination correcte du module de Young*, et j'ai été amené par la suite à déterminer, outre les deux paramètres de Lamé, μ et λ, le coefficient de Poisson σ, ce qui soulève la question de l'*isotropie* ou de l'*anisotropie* de la soie.

2. La constitution d'un fil de cocon est assez complexe; les glandes du vers à soie sécrètent une bave double qui, coagulée à l'air, donne le fil continu, brillant, élastique et souple, dont le cocon est formé; en dévidant celui-ci, on peut obtenir jusqu'à 1.200 mètres de fil, constitué pour 75 0/0 d'une matière azotée dite fibroïne, et pour 25 0/0 d'une matière gommeuse dite grès; lors de l'émission de la bave, à cause du mouvement de va-et-vient du vers à soie, les deux baves sont en état d'inégale tension, que M. Crémieu [1] compare justement à deux ressorts à boudin entremêlés; il résulte de cette constitution complexe que les allongements temporaires et permanents se compliqueront des allongements de rectification; le module d'Young, calculé d'après un tel allongement, n'a pas de signification physique nette.

[1] *J. de Phys.*, p. 41 de ce vol.

D'après Coulomb, un fil de soie peut supporter 10 grammes sans qu'il y ait rupture ; d'après W. Weber, l'allongement peut atteindre le $\frac{1}{7}$ de la longueur du fil ; les $\frac{2}{3}$ de l'allongement restent permanents, c'est-à-dire qu'un fil de soie est affecté d'une déformation permanente notable ; du reste, sous l'effet d'une tension, l'état d'équilibre met des heures à s'établir, et il en est de même pour le retour à la forme primitive, quand on supprime le poids tenseur.

3. Soit δL l'allongement d'un fil de longueur L, de section S, soumis à une charge égale à P, si l'on connaît P, L, S, et si l'on détermine δL par le cathétomètre, on calcule le module d'Young E par la formule :

$$E = \frac{PL}{S.\delta L};$$

on considère quelquefois, au lieu de E, son inverse α, qui peut évidemment s'écrire :

$$\alpha = \frac{l}{\pi},$$

l étant l'allongement de l'unité de longueur pour une charge π par unité de section du fil ; si, dans les mêmes conditions, β est la contraction latérale du fil, le coefficient de Poisson σ est le rapport de cette contraction latérale β à l'allongement longitudinal α :

$$\sigma = \frac{\beta}{\alpha}.$$

Si l'on pose, avec Lamé :

$$2\mu = \frac{E}{1 + \sigma}, \qquad \lambda = \frac{E\sigma}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)},$$

on a pour σ et E, évalués en fonction des paramètres μ et p de Lasné :

$$\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, \qquad E = \mu \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu};$$

telles sont les relations dont nous aurons à nous servir. Le paramètre μ se détermine par l'élasticité de torsion ; on a pour le couple de torsion τ (par radian) :

$$\tau = \frac{\pi}{32} \mu . \frac{D^4}{L} = \varphi \frac{D^4}{L},$$

en posant :

$$\varphi = \frac{\pi}{32}\mu,$$

φ est le coefficient de Coulomb ; τ étant connu par la durée de l'oscillation et le moment d'inertie du système oscillatoire, on détermine φ par :

$$\varphi = \frac{\tau D^4}{L},$$

et μ par,

$$\mu = \frac{32}{\pi} \cdot \varphi,$$

on connait alors par l'expérience E et μ, on calcule d'abord σ par :

$$1 + \sigma = \frac{E}{2\mu},$$

et ensuite β par :

$$\beta = \sigma\alpha = \frac{\sigma}{E}.$$

Il est possible alors de calculer le premier paramètre λ de Lamé par l'une ou l'autre des équations :

$$\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}, \qquad \text{ou} \qquad E = \mu\frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}.$$

4. Le fil sur lequel on a opéré était un fil tiré d'un écheveau commercial ; il résultait du dévidage de quatre cocons. Son diamètre a été déterminé d'abord avec un microscope micrométrique, et ensuite la même mesure, pour avoir un contrôle, a été reprise avec un microscope de naturaliste (Leitz) à micromètre oculaire gradué et taré en microns ; les nombres trouvés ont été aussi concordants que possible pour un même fragment du fil ; pendant la mesure, le fil est maintenu tendu par le poids moyen auquel il est soumis d'ordinaire (15 grammes environ). On trouve ainsi $D = 0^{cm},004742$ (nombres extrêmes : $0^{cm},00520$ et $0^{cm},00410$).

5. Pour connaître le module de torsion (μ de Lamé), on a utilisé la méthode des oscillations ; le fil, long de $50^{cm},99$, était tendu par une sphère de diamètre $1^{cm},2$ et de masse $7^{gr},536$; son moment d'inertie $I = \frac{2}{5}Mr^2 = 4,341$ gr-cm^2 ; l'amplitude moyenne de l'oscil-

lation a été de 30° dans une expérience et de 5° dans une autre; cette amplitude était déterminée au moyen d'une lunette, permettant de viser une petite bande circulaire de papier, divisée en 36 parties et collée sur l'équateur de la sphère. La réduction, dans les deux cas, à une amplitude infiniment petite, a donné pour la durée de l'oscillation $t = 58^{sec},548$; on en déduit (¹) :

$$\tau = \frac{\pi^2 I}{t^2} = 0{,}0125 \; \frac{\text{gr-}\overline{\text{cm}}^2}{\text{sec}^2} \text{ ou ergs par radian ;}$$

d'où :

$$\varphi = \frac{\tau L}{D^4} = 1{,}245 \,.\, 10^9,$$

et enfin :

$$\mu = \frac{32}{\pi}\,\varphi = 1{,}268 \,.\, 10^{10}.$$

6. Il reste maintenant à déterminer le module de traction, dans des conditions telles que le nombre trouvé ait un sens bien défini; les allongements du fil sont mesurés avec un cathétomètre donnant le $\frac{1}{20}$ millimètre ; le fil porte deux traits noircis servant de repères *a* et *b*; il est tendu par un plateau de masse égale à $12^{gr},545$, et on opère par surcharges de 2 grammes, 4 grammes, 6 grammes et même 8 grammes; les masses sont posées et enlevées de façon à éviter tout choc, toute trépidation ou oscillation appréciable; pour mesurer δL, on vise alternativement *a*, *b*, puis *a*, *b*, et ainsi de suite, jusqu'à ce que deux lectures consécutives de *a* ou de *b* donnent le même résultat, à $\frac{1}{20}$ de millimètre près; l'état d'équilibre est ainsi atteint dans chaque expérience.

On constate, tout d'abord, que l'allongement croît bien plus rapidement que la charge. Les résultats numériques ne correspondent alors à rien de précis, surtout à cause de l'allongement de rectification ; il en résulte que la valeur du module d'Young diminue rapidement; on constate également que l'allongement, d'abord très rapide, devient moins rapide quand on se rapproche de la rupture qui a lieu pour la surcharge de 8 grammes (soit 20,545); on calcule facilement

(¹) Coulomb donne pour un fil $\tau = 0{,}003254$; ce qui, pour un fil de 4 baves, correspond à $\tau = 0{,}01216$, valeur presque identique au nombre précédent.

le coefficient de ténacité :

$$T = 1,141 \cdot 10^9,$$

et pour un fil simple (deux baves) :

$$T = 2,85 \cdot 10^8.$$

7. Pour déterminer le module d'Young, on a opéré par variations cylindriques de la charge, celle-ci variant de 12gr,545 à 18gr,546 en repassant par 15gr,545 et 16gr,545, pour revenir à 12gr,545 en repassant par les charges intermédiaires 16gr,545 et 14gr,545; on sait que, suivant la loi dite d'accommodation, les diagrammes qui représentent l'allongement en fonctions de la charge finissent par se fixer; en dehors de toute hypothèse, quand le parcours fixé est un cycle fermé, on dit qu'il y a hystérésis; dans les expériences qui vont suivre, le diagramme de l'allongement du fil était fixe à peu près dès le deuxième cycle; dans une expérience, on a poussé jusqu'au quatrième cycle; aux erreurs d'expériences près, ce parcours est une ligne droite : à ce moment, les allongements sont proportionnels aux charges, c'est-à-dire que le module de traction est indépendant de la charge, l'élasticité du fil amené dans cet état est parfaite ; et, comme le parcours peut être parcouru dans les deux sens, la valeur du module ne dépend pas du sens de variation de la charge ; il n'y a plus d'hystérésis pour un fil ainsi préparé.

La *fig.* 1 est la traduction graphique des résultats (obtenus avec le fil n° 1) poids = abscisses ; allongement = ordonnées. L'origine correspond à $p_0 = 12,545$:

1° Dès le début l'allongement croît plus rapidement que la charge;

2° L'allongement permanent OE à la fin du premier cycle est égal à 0m,170 ; il vaut 0,33 pour cent de la longueur primitive ;

3° L'allongement permanent EK à la fin du second cycle est égal à 0m,005, c'est-à-dire infiniment plus faible que précédemment ; il ne vaut que 0,10 pour cent de la longueur primitive ;

4° Les variations de β et de σ sont moindres que les variations de E ; en particulier la valeur β de la contration latérale varie peu avec la charge ;

5° La *fig.* 1 montre qu'on a un cycle fermé BCDEFGB et que ce cycle, conformément aux exigences de la théorie, est sinistrorsum. Soit dQ la chaleur correspondante à une modification élémentaire dont

l'ensemble constitue le cycle; le cycle n'étant pas réversible à cause des modifications permanentes, et les opérations étant lentes, on peut

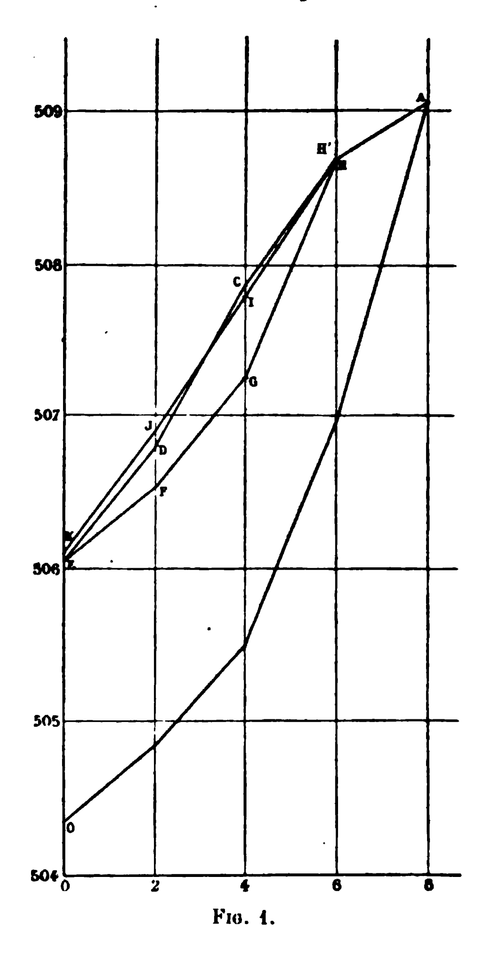


Fig. 1.

regarder le cycle comme parcouru à température constante, et par suite on doit avoir :

$$\int \frac{dQ}{T} > 0 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{T}\int dQ > 0;$$

en désignant par Tr le travail du poids tenseur, le principe de la conservation de l'énergie donne $JQ - Tr = 0$; d'où la condition $Tr > 0$ le

travail T_r doit donc être positif : il est égal à l'aire EFGHH' — l'aire EDCHH, qui est en effet positive ;

6° Enfin, et c'est le résultat le plus important, la dernière descendante D_2 est presque *rectiligne ;* l'élasticité du fil est *parfaite*, et il n'y a pas *hystérésis ;* les valeurs de E, σ, β déduites de ce dernier parcours sont les suivantes :

$E = 6{,}49.10^{10}$	$\sigma = 1{,}56$	$\beta = 2{,}402.10^{-11}$
6,61	1,61	3,33
7,03	1,77	2,521
Moyenne $E = 5{,}71.10^{10}$	Moyenne $\sigma = 1{,}65$	Moyenne $\beta = 2{,}45\ .10^{-11}$

8. Une deuxième série (fil n° 2), faite dans les mêmes conditions, a donné également lieu à un dernier parcours *quasi rectiligne ;* ce qui conduit au résultat suivant :

Moyenne $E = 6{,}28.10^{10}$ $\sigma = 1{,}47$ $\beta = 2{,}32\ 10^{-11}$.

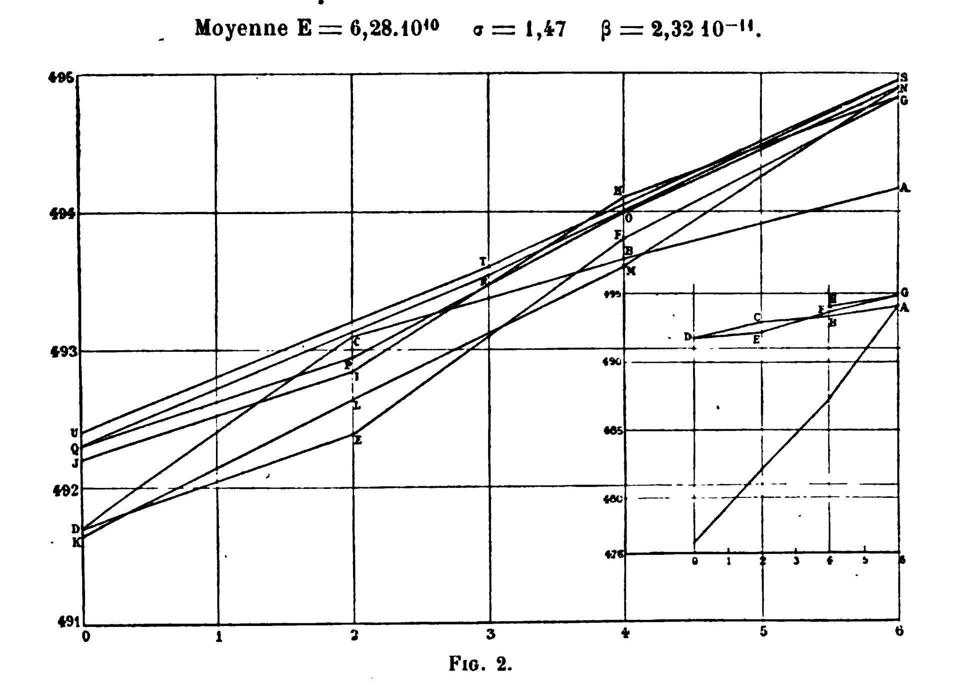


Fig. 2.

9. Enfin je donnerai une dernière série de mesures, la plus complète ; les expériences ont été poussées jusqu'au 4e cycle ; la dernière descendante est *absolument rectiligne*, le tableau suivant a été traduit en courbe (*fig.* 2) ; on a dû adopter deux échelles ; la première

ascendante (peu importante du reste) a été figurée à part, à droite de la figure ; les lettres du tableau correspondent aux lettres de la courbe ; les deux premiers cycles sont séparés des deux derniers cycles par l'intervalle d'une nuit ; ils ne se raccordent pas absolument pour cette raison.

Les longueurs du fil pour une charge nulle (c'est-à-dire réduite au seul poids du plateau, qui sert à recevoir les charges) sont :

$$L_0 = 47^{cm},67 \text{ (O)}$$
$$L'_0 = 49\ ,17 \text{ (D)} \qquad \Delta L = OD = 1^{cm},50,$$
$$L''_0 = 49\ ,22 \text{ (J)} \qquad \Delta L' = DJ = 0\ ,05,$$
$$\Delta L + \Delta L' = OJ = 1\ ,55 ;$$

le fil abandonné à lui-même, pendant une nuit, diminue de longueur, et le matin la longueur mesurée sous charge nulle n'est plus que $49^{cm},165$ au lieu de $49^{cm},220$, d'où un raccourcissement de $0^{m},055$; ainsi l'allongement $\Delta L + \Delta L' = 1,55$ correspond en partie à une déformation permanente $1^{cm},45$ et en partie à une déformation temporaire $0^{cm},055$; le point figuratif s'abaisse de J en K ; en partant de cette valeur, on procède de nouveau par charges croissantes et décroissantes ; la longueur $L''_0 = 49,165$ correspond au point K de la courbe ; c'est le commencement d'une seconde variation cyclique KLMNOPQRSTU ; on a pour les longueur du fil sous charge nulle :

$$L''_0 = 49,165 \text{ (K)}$$
$$L'''_0 = 49,230 \text{ (Q)} \qquad \Delta L'' = KQ = 0^{cm},07,$$
$$L^{IV}_0 = 49,260 \text{ (U)} \qquad \Delta L''' = QU = 0^{cm},03 ;$$

les allongements sont de plus en plus faibles, et le fil tend vers un état limité doué de stabilité, lequel constitue un état naturel du système dans les conditions de l'expérience.

Tableau III (Pl. n° 2).

P = 12,545	$L_0 = 47^{cm},670$ (O)			
14,545	48 ,235			
16,545	48 ,730			
18,545	49 ,420			
18,545	49 ,420 (A)	$E = 6,55.10^{10}$	$\sigma = 1,58$	$\beta = 2,42.10^{-11}$
16,545	49 ,365 (B)	= 5,60	= 1,21	= 2,16
14,545	49 ,310 (C)	= 3,90	= 0,54	= 1,38
12,545	$L'_0 = 49$,170 (D)			
12,545	49 ,170 (D)			

P = 14,545	49 ,238 (E)	E = 8,03.10¹⁰	σ = 2,17	β = 2,70.10⁻¹¹
16,545	49 ,380 (F)	= 5,20	= 1,05	= 2,02
18,545	49 ,482 (G)	= 5,25	= 1,07	= 2,04
18,545	49 ,482 (G)	= 6,21	= 1,47	= 2,35
16,545	49 ,410 (H)	= 5,76	= 1,27	= 2,21
14,545	49 ,285 (I)	= 8,41	= 3,22	= 2,75
12,545	49 ,220 (J) repos			
12,545	L_0'' = 49 ,165 (K)			
14,545	49 ,265 (L)	E = 5,45.10¹⁰	σ = 1,151	β = 2,12.10⁻¹¹
16,545	49 ,360 (M)	= 5,59	= 1,206	= 2,15
18,545	49 ,490 (N)	= 5,03	= 0,985	= 1,96
18,545	49 ,490 (N)	= 6,31	= 1,486	= 2,35
16,545	49 ,400 (O)	= 6,43	= 1,537	= 2,39
14,545	49 ,295 (P)	= 8,61	= 2,218	= 2,63
12,545	L_0''' = 49 ,230 (Q)			
12,545	49 ,230 (Q)			
15,545	49 ,355 (R)	E = 6,56.10¹⁰	σ = 1,588	β = 2,42.18⁻¹¹
18,545	49 ,495 (S)	= 6,25	= 1,462	= 2,34
18,545	49 ,495 (S)	= 6,84	= 1,696	= 2,48
15,545	59 ,360 (T)	= 6,43	= 1,638	= 2,39
12,545	L_0^{IV} = 49 ,260 (U)			

En ne conservant que les résultats relatifs à la dernière ascendante et descendante, on a :

	E = 6,56.10¹⁰	σ = 1,588	β = 2,42.10⁻¹¹
	6,25	1,462	2,34
	6,84	1,696	2,48
	6,43	1,538	2,39
Moyenne	E = 6,52	σ = 1,571	β = 2,41.10⁻¹¹

En résumé, les trois séries d'expériences ont donné les résultats suivants :

E = 6,71 . 10¹⁰	σ = 1,650	β = 2,45 . 10⁻¹¹
6,28 —	1,470	2,32 —
6,52 —	1,571	2,41 —

dont la moyenne générale est :

$$E = 6{,}50 . 10^{10} \qquad \sigma = 1{,}563 \qquad \beta = 2{,}393 . 10^{-11}.$$

10. Avec les données précédentes, il est possible de calculer le paramètre λ de Lamé (μ étant déjà connu) ; avec $\sigma = 1.563$ et

$\mu = 1,268 . 10^{10}$, la formule :

$$\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)},$$

donne :

$$\lambda = -1,864 . 10^{10};$$

de même, la relation :

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu},$$

avec $E = 6,50 . 10^{10}$ et même valeur de $\mu = 1,268 . 10^{10}$, donne pour λ la même valeur négative.

Il est maintenant possible d'aborder la question de l'isotropie ou de l'anisotropie de la soie : on sait que la théorie de l'élasticité des corps isotropes dépend pour Lamé des deux coefficients λ et μ, nécessairement positifs et constants ; tandis que Saint-Venant réduit ces deux coefficients à un seul, en posant, dans le cas de l'isotropie, $\lambda = \mu$.

La valeur négative trouvée pour λ montre que la théorie de l'élasticité des corps isotropes n'est pas applicable à la *soie*; elle correspond à une dilatation transversale qui accompagnerait la dilatation longitudinale : ce qui paraît inadmissible.

Voigt, il est vrai, dans ses recherches sur les cristaux, a constaté que si, pour la topaze, l'allongement longitudinal est accompagné d'une contraction transversale, il n'en est pas de même pour la pyrite et le chlorate de sodium, où l'allongement longitudinal s'accompagne d'une dilatation transversale; mais il s'agit ici de cristaux, corps à texture particulière, sans analogie avec celle de la soie ; à moins de regarder la soie comme une substance de nature fibreuse, auquel cas le problème de l'élasticité dépendrait de 5 paramètres et non plus de 2.

11. La valeur numérique $\sigma = 1,563$ conduit également à admettre l'anisotropie de la soie ; la condition $\lambda = \mu$ introduite *dans la* formule $\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$ donne $\sigma = \frac{1}{4}$ pour toutes les substances isotropes. Les recherches de Wertheim (caoutchouc, laiton et cristal), donnèrent pour σ non la valeur $\frac{1}{4}$, mais la valeur $\frac{1}{3}$ (c'est-à-dire $\lambda = 2\mu$) ; à la suite des travaux mathématiques de Cauchy, Lamé, Kirchhoff, il

fut généralement admis que σ devait être compris entre 0,25 et 0,50 et pouvait varier d'un métal à un autre, toute valeur de $\sigma > 0,50$ impliquant une déformation permanente ; d'après Cornu, la valeur $\sigma = \frac{1}{4}$ semble convenir en effet aux corps isotropes dont le verre est le type le plus net, car les métaux fondus ont une texture cristalline, et les métaux laminés une texture fibreuse. Or la valeur $\sigma = 1,563$ trouvée pour un fil de soie est plus de six fois plus forte que celle qui caractérise l'isotropie.

Le volume du fil diminue par la traction ; on a :

$$v = v_0 (1 - \beta)^2 (1 + \alpha) = v_0 [1 - (2\sigma - 1)] \alpha,$$
$$\omega = \frac{v - v_0}{v^0} = (1 - 2\sigma) \alpha = \frac{1 - 2\sigma}{E};$$

ou en tenant compte des valeurs de σ et de E :

$$\omega = \frac{v - v_0}{v} = \frac{1}{3\lambda + 2\mu};$$

avec les valeurs numériques de σ de E, ou de λ et μ, on trouve :

$$\omega = - 3,2 \,.\, 10^{-11}.$$

Voigt préfère caractériser l'isotropie par le rapport des deux modules :

$$\frac{E}{\mu} = \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \qquad \lambda = \mu \qquad \frac{E}{\mu} = 2,50;$$

avec les valeurs numériques de E et μ, le rapport $\frac{E}{\mu} = 5,1$ double du rapport qui caractérise l'isotropie (1).

La conclusion générale de ce qui précède est que la soie est anisotrope.

12. A titre de renseignements, le tableau suivant donne les valeurs des deux modules d'élasticité, et de la ténacité pour l'argent, la soie, le quartz filé (2).

	E	μ	T
Argent.. ...	$7,23 \,.\, 10^{11}$	$2,66 \,.\, 10^{11}$	$2,90 \,.\, 10^{9}$
Soie	$6,50 \,.\, 10^{10}$	$1,27 \,.\, 10^{10}$	$1,14 \,.\, 10^{9}$
Quartz......	$5,50 \,.\, 10^{11}$	$2,50 \,.\, 10^{11}$	$1.00 \,.\, 10^{10}$

30 juin 1903.

(1) Voir *J. de Phys.*, p. 493 de ce volume, l'article de M. H. Bouasse, sur la définition de σ donnée par Röntgen comme modification de la définition du σ de Poisson.

(2) A. Dufour, *J. de Phys.*, p. 502 de ce volume.

SUR UN APPAREIL POUR LA DÉTERMINATION DES CONSTANTES MAGNÉTIQUES;

Par MM. P. CURIE et C. CHÉNEVEAU (1).

Cet appareil est destiné à mesurer les coefficients d'aimantation spécifique des corps faiblement magnétiques et diamagnétiques (2).

I. — Principe et description.

On mesure à l'aide d'une balance de torsion la force qui s'exerce sur un corps lorsqu'il est placé dans un champ magnétique non uniforme créé par un aimant permanent. La force est maximum pour une certaine position du corps par rapport à l'aimant : c'est cette position que l'on utilise dans les mesures. Le champ est créé par un aimant permanent NS, de forme annulaire, à pièces polaires biseautées et à entrefer assez étroit (*fig.* 1 et 2). Le corps est placé dans un tube de verre *t* fixé à l'une des extrémités d'une tige légère TT, en aluminium, suspendue en O à un fil de platine. A l'autre extrémité de la tige, se trouve placé un micromètre *m* sur lequel est braqué un microscope M. Ce dispositif permet de suivre et de mesurer les déplacements de la balance de torsion.

Le tube *t* contenant le corps est placé dans le plan de symétrie normal à la ligne des pôles, et il est attiré ou repoussé (*fig.* 2) suivant la direction ax normale à la ligne des pôles (3).

L'aimant est mobile; on peut le déplacer par translation (dans la direction indiquée par la flèche, *fig.* 2). L'aimant étant d'abord éloigné du corps, si on l'approche de celui-ci, il se produit une attraction quand le corps est paramagnétique, une répulsion quand le corps est diamagnétique, et le mouvement du micromètre indique le sens de l'effet produit.

---

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 3 avril 1903.

(2) Nous rappellerons que le coefficient d'aimantation spécifique K est le rapport de l'intensité d'aimantation spécifique $\mathfrak{I} = \frac{\mathfrak{M}}{M}$ ($\mathfrak{M}$, moment magnétique; M, masse) au champ magnétisant.

(3) L'action du champ sur le corps est donnée par la formule $f = KMHy\frac{dHy}{dx}$, dans laquelle K est le coefficient d'aimantation spécifique, M la masse, Hy la valeur de l'intensité de champ dans la direction ay parallèle à la ligne des pôles, $\frac{dHy}{dx}$ la dérivée du champ par rapport à une direction ax normale à celle du champ.

Quel que soit l'effet initial observé, en approchant l'aimant d'une façon continue, on constate que le déplacement du micromètre va d'abord en augmentant, passe par un maximum [*fig.* 2, position (1)

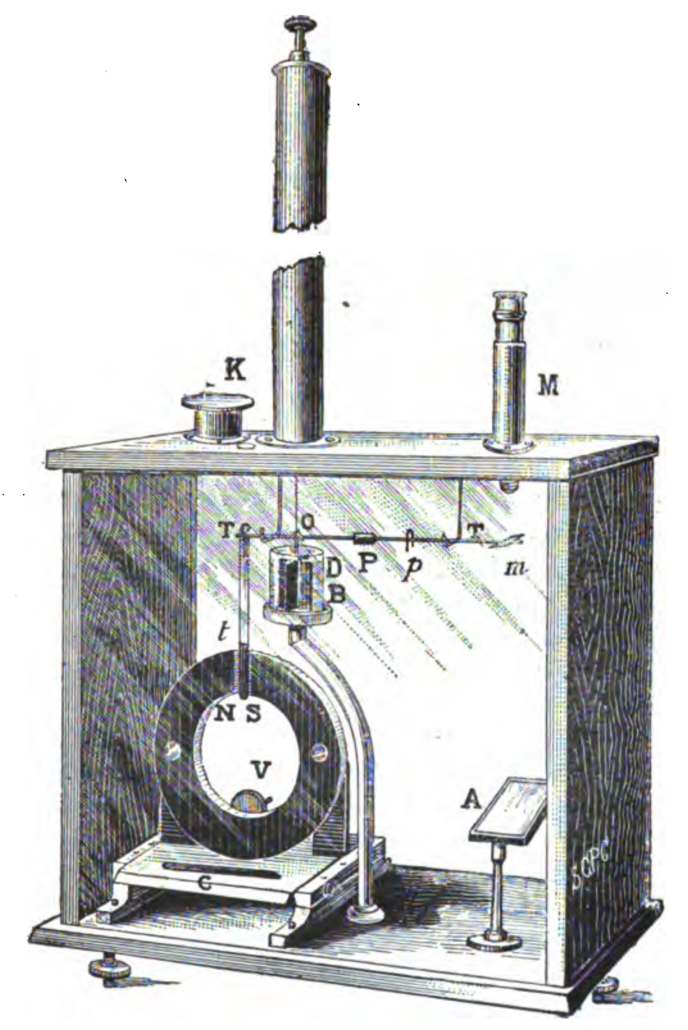


Fig. 1.

de l'aimant et *t* du tube], puis diminue pour s'annuler de nouveau quand le tube contenant le corps se trouve placé sur la ligne des pôles, entre les deux branches de l'aimant. La force s'annule en effet

pour cette position symétrique. Si l'on continue à déplacer l'aimant dans le même sens, celui-ci passe de l'autre côté du corps et s'éloigne progressivement. La déviation indiquée par le micromètre change de sens, passe par un maximum [*fig.* 2, position (2) de l'aimant et *t'* du

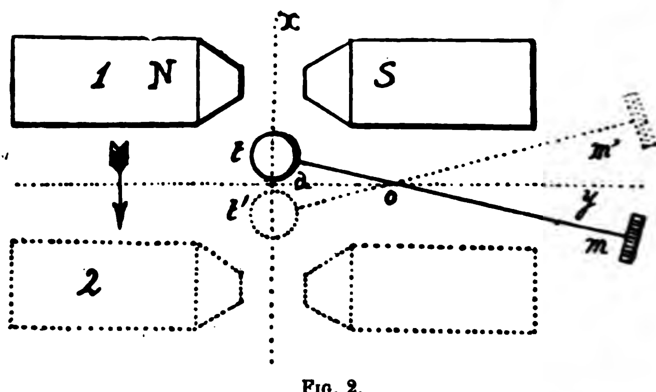


Fig. 2.

tube] et s'annule de nouveau quand l'aimant est suffisamment éloigné du corps. On note les divisions du micromètre qui coïncident avec le réticule du microscope pour les deux positions correspondant aux déviations maximum (positions *t* et *t'*, *fig.* 2). Ces deux positions sont celles pour lesquelles la force passe par un maximum. La différence des lectures au micromètre est proportionnelle à la somme des deux valeurs maximum de la force, ces deux valeurs étant d'ailleurs égales entre elles, si l'appareil est symétrique.

Pour parfaire la description de l'appareil, nous indiquerons que le déplacement de l'aimant est obtenu en le rendant solidaire d'un chariot C, guidé par deux glissières fixes, obéissant au mouvement direct ou rétrograde d'une vis V qui tourne dans un écrou fixé sous le chariot. L'une des glissières porte une graduation, le chariot mobile un trait de repère. L'équilibre de la balance de torsion se règle à l'aide d'un contrepoids cylindrique en laiton P et d'un cavalier *p* en aluminium. L'éclairage du micromètre se fait à l'aide du miroir A mobile dans plusieurs directions. L'amortissement est assuré par le frottement d'une palette B en aluminium dans de l'huile de vaseline disposée dans le récipient D. Un bouchon K permet d'enlever ou de placer le tube de verre sans ouvrir la cage de la balance.

En ce qui concerne le tube de verre, il est suspendu par deux anneaux superposés, fixés à la tige TT. Le rebord qu'il porte s'appuie sur l'anneau supérieur, tandis que l'anneau inférieur le guide verticalement. L'appareil est réglé convenablement quand le trait de repère du chariot, coïncidant avec le zéro de la graduation de la glissière, le tube est symétriquement placé par rapport aux pièces polaires de l'aimant.

Le tube de verre de l'appareil étant soumis aux actions magnétiques aussi bien que la substance qu'il contient, il est nécessaire de faire une expérience avec le tube seul et de retrancher l'effet dû au tube de verre de l'effet total dû au tube rempli de substance. Il est avantageux de rendre cette correction faible en utilisant un verre à coefficient d'aimantation aussi petit que possible.

Le verre employé dans l'appareil est très légèrement diamagnétique à la température de 15°.

II. — Mesures.

1° *Pour des mesures relatives*, on prendra comme terme de comparaison un corps ou une solution dont le coefficient d'aimantation est connu.

Si Δ est la différence des lectures faites au micromètre pour une masse m du corps, Δ' le résultat d'une mesure faite avec une masse m' du corps de comparaison, Δ'' la mesure lorsqu'on opère avec le tube de verre seul, K et K' les coefficients d'aimantation spécifique du corps à étudier et du corps de comparaison, le rapport de ces coefficients sera donné par la formule :

$$(1) \qquad \frac{\Delta - \Delta''}{\Delta' - \Delta''} = \frac{Km}{K'm'}.$$

Cette formule, vraie dans le cas où les trois corps sont paramagnétiques, sera généralisée d'après la convention suivante : On considérera les différences telles que Δ comme positives quand il s'agira d'une attraction (corps paramagnétique), et comme négatives s'il s'agit d'une répulsion (corps diamagnétique). Par exemple, la différence Δ dans le cas de l'eau est négative.

Toutefois la formule précédente n'est qu'approchée : la formule exacte doit en effet tenir compte du magnétisme de l'air,

2° *Correction due au magnétisme de l'air. Formule exacte.* — Soient κ', κ'', les susceptibilités en volume du corps de comparaison supposé magnétique, et de l'air. Soit D' la densité du corps de comparaison et A une constante de l'appareil. En réalité, l'expression de la force quand on opère avec le corps de comparaison est :

$$F' = (\kappa' - \kappa'')\frac{m'}{D'}A, \qquad (2)$$

or :

$$K' = \frac{\kappa'}{D'} = \frac{F'}{m'A} + \frac{\kappa''}{D'}. \qquad (3)$$

Lorsqu'on fait la mesure avec un corps paramagnétique de susceptibilité κ et de densité D, la valeur réelle de la force est dans ce cas :

$$F = (\kappa - \kappa'')\frac{m}{D}A,$$

d'où :

$$K = \frac{\kappa}{D} = \frac{F}{mA} + \frac{\kappa''}{D}. \qquad (4)$$

Divisons les équations (4) et (3) membre à membre :

$$\frac{K}{K'} = \frac{\frac{F}{mA} + \frac{\kappa''}{D}}{\frac{F'}{m'A} + \frac{\kappa''}{D'}} = \frac{\left(\frac{F}{m}\right)\frac{1}{A} + \frac{\kappa''}{D}\frac{m}{F}}{\left(\frac{F'}{m'}\right)\frac{1}{A} + \frac{\kappa''}{D'}\frac{m'}{F'}}.$$

Posons :

$$r = \frac{F}{F'}\cdot\frac{m'}{m} = \frac{\Delta - \Delta''}{\Delta' - \Delta''}\cdot\frac{m'}{m}. \qquad (5)$$

C'est le rapport déterminé précédemment à l'aide de la formule (1) :

$$\frac{K}{K'} = r\,\frac{1 + \frac{Am\kappa''}{DF}}{1 + \frac{Am'\kappa''}{D'F'}} = r\left[1 + A\kappa''\left(\frac{m}{DF} - \frac{m'}{D'F'}\right)\right].$$

D'où enfin, en remplaçant A par sa valeur tirée de l'équation (2) et le rapport $\frac{F'}{F}$ par sa valeur tirée de l'équation (5) :

$$\frac{K}{K'} = r\left[1 + \frac{\kappa''}{\kappa' - \kappa''}\left(\frac{D'}{Dr} - 1\right)\right];$$

et comme $K' = \frac{x'}{D'}$:

$$(6) \qquad \frac{K}{K'} = r \left[1 + \frac{x''}{K' - \frac{x'}{D'}} \left(\frac{1}{Dr} - \frac{1}{D'} \right) \right].$$

On prendra pour coefficient d'aimantation en volume de l'air x'' la valeur $0{,}0322 . 10^{-6}$ à 20° (1).

3° *Le corps de comparaison pourra être en particulier un corps bien défini tel que l'eau.* — Dans ce cas, la différence Δ sera négative. Si le verre est, comme nous l'avons indiqué, diamagnétique, Δ_1'' sera également négatif. Ce sont les conditions que nous avons choisies pour l'emploi de l'appareil.

La formule générale (1), qui permet de connaître la valeur approchée de $\frac{K}{K'} = r$, devient donc :

Pour un corps paramagnétique :

$$\frac{\Delta_1 + \Delta_1''}{-\Delta_1' + \Delta_1''} = \frac{K}{K'} \cdot \frac{m'}{m};$$

Pour un corps diamagnétique :

$$\frac{-\Delta_1 + \Delta_1''}{-\Delta_1' + \Delta_1''} = \frac{K}{K'} \cdot \frac{m'}{m},$$

formules dans lesquelles Δ_1, Δ'_1, Δ''_1 sont les valeurs numériques particulières et absolues des différences observées dans l'expérience.

Comme d'ailleurs $\Delta_1' > \Delta_1''$ en valeur absolue, il s'ensuivra que : pour un corps paramagnétique $r = \frac{K}{K'} = -r_1$, et pour un corps diamagnétique $r = \frac{K}{K'} = r_1$, r_1 étant une quantité positive.

Par suite également, la formule exacte générale (6) donnera :

a) Pour un corps faiblement magnétique :

$$\frac{K}{K'} = -r_1 \left[1 + \frac{0{,}0322}{0{,}79 + 0{,}03} \left(\frac{1}{r_1 D} + 1 \right) \right]$$

puisque x'' pour l'air $= 0{,}0322 . 10^{-6}$;

(1) P. Curie, *Annales de Chimie et de Physique*, p. 344 ; 1895.

Et K' pour l'eau peut être pris égal à — $0,79 . 10^{-6}$ (1);

Ou encore :

$$\frac{K}{K'} = - r_1 \left[1 + 0,039\left(\frac{1}{r_1 D} + 1\right)\right];$$

b) Pour un corps diamagnétique :

$$\frac{K}{K'} = r_1 \left[1 - 0,039\left(\frac{1}{r_1 D} - 1\right)\right].$$

Pour l'application de ces diverses formules, il sera d'ailleurs facile et commode que les masses m et m' se rapportent à un même volume : pour cela, on remplira le tube de verre jusqu'à un trait de repère.

4° *Pour des mesures absolues*, on pourra admettre que le coefficient d'aimantation spécifique de l'eau a la valeur précédemment indiquée, — $0,79 . 10^{-6}$ à la température ordinaire, ce chiffre étant corrigé du magnétisme de l'air.

III. — Expériences avec les sels de radium.

Nous avons trouvé, avec cet appareil, que le chlorure de radium pur est paramagnétique. Son coefficient d'aimantation spécifique absolu, corrigé du magnétisme de l'air, comme il vient d'être indiqué, est : $1,05 . 10^{-6}$, en adoptant — $0,79 . 10^{-6}$ pour le coefficient d'aimantation de l'eau qui nous a servi de corps de comparaison.

Le tableau suivant montre d'ailleurs qu'un produit contenant environ 1/6e de chlorure de radium pour 5/6e de chlorure de baryum est diamagnétique, son coefficient d'aimantation spécifique étant inférieur à celui du chlorure de baryum pur : ce qui confirme le fait précédemment énoncé :

Chlorure de baryum pur................	$K = -0,40 . 10^{-6}$
— radifère...........	$K = -0,20 . 10^{-6}$

En 1899, M. St.-Meyer a annoncé que le carbonate de baryum radifère était paramagnétique (2). Cependant M. Meyer avait opéré avec un produit extrêmement peu riche, contenant peut-être 1/1.000e de radium, qui aurait dû être diamagnétique. Ce corps contenait peut-être une petite impureté ferrifère.

(1) Curie, *loc. cit.*, p. 319.

(2) St-Meyer, *Wied. Ann.*, t. LXVIII; 1899; — H. du Bois, *Propriétés magnétiques de la matière pondérable*, *Congrès de Physique*, p. 500 ; 1900.

LES NODALES DE SABLE ET LES AGGLOMÉRATIONS DE CAILLOUX;

Par M. C. MALTÉZOS.

Nous avons communiqué, en 1901, à l'Académie des Sciences ([1]) une note « sur les nodales de sable et de poussière », où nous avons examiné les nodales qui se forment au fond de la mer, ou au fond d'un vase, ou sur une plage sablonneuse.

Nodales au fond de la mer. — Sur ces nodales, je m'exprimais en ces termes : « Les baigneurs ont sans doute remarqué des séries de monticules de poussière ou de sable fin sur le fond de la mer d'une plage. Ces petits monticules se forment, d'après mes observations, au golfe de Phalère (Attique), dans une mer dont le fond n'a ni pierres, ni algues, mais qui s'élève doucement et d'une façon régulière vers la plage. Pourtant j'en ai aussi observé dans une petite partie recouverte de sable fin et circonscrite par des pierres, ou encore dans une mer peu profonde, parsemée çà et là de cailloux. » « Ces monticules se montrent depuis la plage jusqu'à une faible distance qui, dans quelques endroits, peut atteindre plus d'une trentaine de mètres, où la profondeur peut être de quelques décimètres. En général, ils sont sensiblement parallèles au bord de la plage et leurs distances sont égales et presque constantes. (Mais il y a aussi des exceptions quant à la forme et aux distances dues aux anomalies du fond et du bord de la mer. Ces anomalies sont quelquefois telles qu'il peut exister des séries de monticules se rencontrant ou encore deux systèmes de série s'entre-coupant.) »

« Ces monticules, et particulièrement les plus proches de la plage, s'effacent quand la mer est houleuse ou très agitée, et se forment quand il y a vague sans déferlement sensible, pour se maintenir après dans la mer calme ou simplement ondulante. »

J'ai attribué la formation de ces monticules à l'interférence des ondulations rapides qui accompagnent la vague, avec les ondulations réfléchies par le rivage. Elles doivent donc être des lignes nodales. L'observation suivante, que je relatais aussi dans ma communication, confirme cette conclusion. J'avais une fois observé, pendant qu'il y avait vague sans déferlement sensible, avant que les

([1]) Voir *C. R.*, t. CXXXII.

nodales de sable fussent encore formées, que l'eau se répartissait en régions où la poussière était suspendue, lesquelles par conséquent étaient troublées, séparées par des régions beaucoup plus étroites assez limpides.

Or cette répartition de la poussière suspendue ainsi que son mécanisme ont été remarquées plusieurs fois depuis. La tête de la vague rase le sol, près du bord de la plage ; elle soulève et tient en suspension le sable fin des crêtes des monticules du fond. Or, pendant que l'eau de la première vague revient sur ses pas, une nouvelle vague de même nature survient, et alors seulement l'eau de la mer se divise en parties troubles ou régions nodales. Pendant le temps calme, la mer étant faiblement ondulante, les creux entre les nodales se couvrent de toute sorte de matières, plus légères que le sable, suspendues dans une mer trouble, après son agitation.

Ainsi tandis que, le 10 septembre 1901, il y avait des nodales distinctes jusqu'à $4^m,5$, le 11 septembre les nodales se distinguaient jusqu'à 3 mètres, le 12 septembre jusqu'à $2^m,5$, enfin le 13 septembre il ne restait de ces lignes distinctes que jusqu'à $1^m,5$.

Une autre observation sur ces lignes, faite aussi en 1901, est qu'elles s'inclinent et se courbent suivant le changement de la direction des vagues (contrairement à ce qui avait été déduit de mes premières observations). Ainsi, tandis que le 9 septembre 1901 l'axe des susdites lignes se dirigeait vers le sud-ouest, le 10 septembre il se dirigeait vers l'ouest. Une autre observation, du 4 juillet 1902, est conforme à la précédente : Aux bains du Vieux-Phalère, il n'y avait, le 3 juillet, que 6 lignes parallèles à la côte. Or, le matin du 4 juillet, se sont formées plus de 50 lignes, coupant la plage sous un angle de 20°, dont l'axe se dirigeait suivant la vague et le vent fort soufflant du nord. Le 21 avril 1903, la mer à Phalère était très agitée. Or, à l'ouest du Nouveau-Phalère, un bassin s'était formé, dans lequel entrait une ondulation sans déferlement et où plusieurs lignes nodales se trouvaient déjà. Alors j'ai détruit *en grande partie* quelques-unes de ces lignes avec ma canne, et j'ai vu les eaux ainsi troublées se diviser en parties alternativement troubles et limpides, puis ces lignes se reformer très vite *comme elles étaient auparavant*, c'est-à-dire que *les parties détruites des lignes coupées ont été comblées de nouveau*. La distance de ces lignes était de 6 centimètres.

Nodales de sable sur la terre. — Sur ces lignes dont l'axe est

dirigé vers le point d'où souffle le vent qui les provoque, et sur la direction et les distances desquelles j'ai donné des mesures dans la susdite communication, je m'exprimais ainsi :

« Il est probable que c'est un phénomène de la même nature qu'on observe sur le sable des plages sablonneuses. J'ai toujours observé ce phénomène après ou durant des vents forts du NE au NW. Je ne veux pas dire par cela que ces lignes ne prennent pas naissance par des vents d'autre direction, mais je ne les ai pas rencontrées jusqu'à ce moment. »

Or cette remarque curieuse a été fortifiée par les observations de l'été 1901 : le matin du 30 juillet, de telles lignes se sont formées à des distances respectives de 11 centimètres, avec un vent très fort de N à NNW. Le 6 août, ces lignes ont été détruites par un vent SW très fort, et elles n'ont plus été formées durant tout le mois d'août et une partie de septembre ni avec les vents étésiens du mois d'août (qui ont soufflé exceptionnellement, l'été de 1901, pendant très peu de jours), parce que le sable était mouillé par une pluie, ni avec les vents d'autre région, ni avec la brise de mer, quoique le sable fût assez sec la plupart du temps quand ces vents soufflaient. Les observations de 1901 n'ont donc pas donné ces lignes avec d'autres vents que ceux des régions N ; elles ont de plus montré la destruction de ces lignes par les vents forts des régions S.

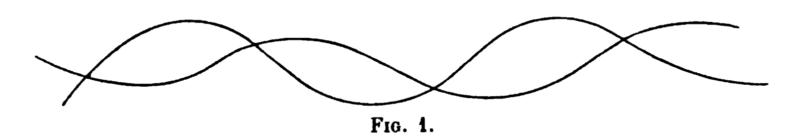


Fig. 1.

Le 2 juillet 1902, il y avait des lignes sur le sable de la plage du Vieux-Phalère, d'axe dirigé entre NW et NNW, dues au vent des régions NW, qui soufflait ce jour et les jours précédents. Le 3 juillet, le vent était S faible, tandis que, le 4 juillet, il revenait au N fort. Alors nous avons trouvé au même endroit des lignes tortueuses, représentées par la *fig.* 1, comme s'il existait deux systèmes d'ondulations d'axes et de longueurs différentes. Nous nous trouvons donc ici juste *à l'état de transition à un autre système d'ondulation.* Enfin, le 5 juillet, le changement a été complet, le système restant étant unique, avec axe vers le N, le point d'où le vent continuait à souffler. Le système antérieur des nodales avait des

distances respectives de 10cm,5, tandis que les distances des lignes du nouveau système étaient de 7,5 centimètres.

Agglomérations de cailloux. — De ces phénomènes, on peut rapprocher le suivant : Dans les baies dont le fond monte doucement vers le rivage, après une forte agitation de la mer, de gros grains de sable et de petits cailloux s'agglomèrent souvent sur la plage à des distances presque égales.

Ce phénomène, qu'on observe le plus souvent plus ou moins incomplet, s'est produit dans toute sa réelle beauté le 31 juillet 1900, à l'île de Myconos. Cette île est divisée en deux parties inégales par un isthme sablonneux, formant ainsi deux golfes. L'axe du golfe austral se dirige vers SSW. Je visitais cet isthme par un vent N très fort, la mer dans le golfe boréal étant très agitée, tandis que l'eau dans le golfe austral était peu agitée et son mouvement rythmé.

Alors le phénomène décrit se présentait très régulier, produisant, quand on regardait la plage d'une certaine hauteur, l'apparence d'une dentelle gigantesque, bordant la gorge de l'isthme.

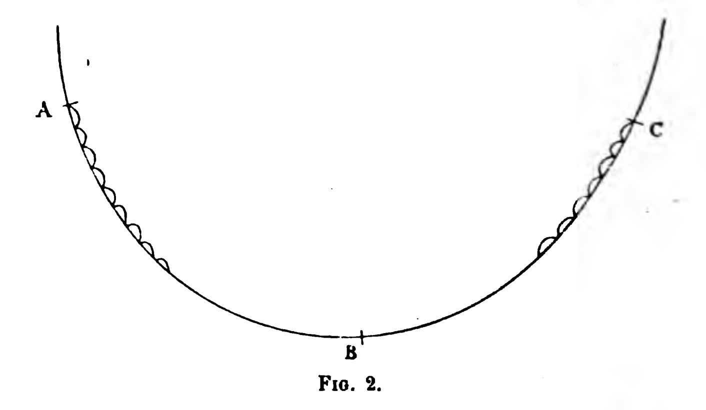


Fig. 2.

Voici d'ailleurs les distances des centres des agglomérations de A à B (*fig.* 2), c'est-à-dire du point où commençait le sable jusqu'au milieu de la gorge.

Agglomération	Distance	Agglomération	Distance	Agglomération	Distance	Agglomération	Distance
1-2	2^{m}	12-13	2^{m},5	23-24	2^{m},5	34-35	2^{m},2
2-3	2 ,5	13-14	1 ,5	24-25	2	35-36	2
3-4	1 ,5	14-15	1 ,5	25-26	2	36-37	2 ,5
4-5	2	15-16	1 ,7	26-27	2	37-38	2 ,5
5-6	2 ,2	16-17	2 ,5	27-28	2	38-39	2 ,5
6-7	2 ,5	17-18	3 ,5 (1)	28-29	2	39-48	2 ,5
7-8	1 ,5	18-19	3 ,2 (1)	29-30	2	40-41	1 ,5
8-9	2	19-20	1 ,5	30-31	2 ,5	41-42	1 ,5
9-10	2	20-21	2 ,5	31-32	2	42-43	2 ,5
10-11	2 ,5	21-22	1 ,5	32-33	2		
11-12	2 ,5	22-23	2	33-34	2 ,5		

Ce phénomène se rencontre souvent dans les mêmes conditions, mais, comme nous l'avons dit, très incomplet, et le plus souvent on ne rencontre que quelques agglomérations çà et là.

Je l'ai observé encore aussi complet que possible sur la côte du Péloponèse, près de l'île de Poros, où j'ai constaté qu'aux dentelles des cailloux ou du gros sable sur la terre correspond une autre dentelle de sable, plus complète, dans l'eau même.

9 juillet 1903.

SOLUBILITÉ DU PHOSPHORE DANS LE SULFURE DE CARBONE ET DANS LE BENZÈNE;

Par M. H. GIRAN.

Les travaux qui ont été publiés sur la solubilité des corps simples dans des liquides autres que l'eau sont encore peu nombreux. Il y a cependant lieu de signaler une étude de M. Etard (2) sur la solubilité du soufre dans le sulfure de carbone, dans le benzène et quelques autres dissolvants. J'ai ajouté quelques faits nouveaux à ceux qui ont été obtenus par ce chimiste en étudiant la solubilité du phosphore dans son principal dissolvant, le sulfure de carbone, ainsi que dans le benzène qui en dissout bien moins. J'ai adopté la définition de la solubilité proposée par M. Etard, c'est-à-dire le rapport du poids de phosphore dissous au poids de la solution saturée correspondante ou, plutôt, cent fois ce rapport.

---

(1) Il y avait là réunion manifeste de deux agglomérations différentes.

(2) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. II, p. 571.

Solubilité du phosphore dans le sulfure de carbone. — J'ai mesuré cette solubilité depuis — 79° jusqu'à + 25°. Les températures supérieures à 0° étaient obtenues au moyen d'un bain-marie de grande masse, dans lequel je plongeais le flacon contenant la dissolution saturée. Les températures plus basses étaient produites, soit au moyen de mélanges réfrigérants, soit par évaporation ou ébullition de liquides convenablement choisis.

La dissolution saturée, pesée dans un petit flacon rempli d'anhydride carbonique, était ensuite évaporée à siccité au moyen d'un courant de gaz carbonique qui entraînait les vapeurs de sulfure de carbone.

Résultats :

Températures :	— 79° ;	— 49° ;	— 23° ;	— 19° ;	— 14° ;
Solubilités :	4,6 ;	9,5 ;	19,1 ;	21,1 ;	22,4 ;
Températures :	— 9° ;	— 3°,5 ;	— 2° ;	0° ;	+ 3° ;
Solubilités ;	30,9 ;	66,8 ;	75,8 ;	83,6 ;	84,8 ;
Températures :	+ 14°,5 ;	+ 25° ;			
Solubilités ;	89,2 ;	92,8.			

Ces résultats sont représentés par une courbe qui aboutit, d'une part au point de fusion du phosphore (+ 44°), d'autre part à celui du sulfure de carbone (— 115°). Elle se compose de trois parties :

a. — Une partie très nettement rectiligne, de + 44° à — 1° ;
b. — Une chute brusque et très rapide, de — 1° jusque vers — 10° ;
c. — Une partie légèrement courbe, à pente douce, de — 10° à — 115°.

Les parties *b* et *c* se rapprochent beaucoup de deux lignes droites.

Ces résultats sont tout à fait analogues à ceux qu'a obtenus M. Etard avec le soufre et le sulfure de carbone ; dans ce cas, le point anguleux se trouve à la température de + 46°. Cette température étant précisément celle à laquelle bout le dissolvant, c'est à ce phénomène que M. Etard rattache l'existence de ce point anguleux. Cette explication me paraît discutable, car la température d'ébullition d'un liquide varie beaucoup avec la pression, tandis que la solubilité d'un solide dans ce liquide n'obéit que fort peu à cette influence. D'ailleurs, dans mes expériences, qui n'ont même pas atteint la température d'ébullition de sulfure de carbone, je n'en ai pas moins obtenu le point anguleux, à la température de — 1°, fort éloignée du point d'ébullition du dissolvant.

Je crois plutôt que ces points anguleux correspondent à la formation ou à la destruction de composés chimiques définis, au sein du dissolvant, parce que la composition des dissolutions en ces points particuliers répond toujours à une formule déterminée.

Ainsi, dans le cas du soufre et du sulfure de carbone, le point anguleux correspond à la solubilité 56 ; la composition du liquide est alors $3S + CS^2$, car :

$$\frac{3S}{3S + CS^2} \times 100 = 56.$$

De même pour la solubilité du soufre dans le benzène, étudiée aussi par M. Etard ; la solubilité au point anguleux y est égale à 30, ce qui correspond à la composition :

$$S + C^6H^6; \qquad \left(\frac{S}{S + C^6H^6} \times 100 = 29\right).$$

Dans mes expériences avec le phosphore et le sulfure de carbone, la solubilité au point anguleux est 83 ; elle correspond encore à un composé défini :

$$12P + CS^2; \qquad \left(\frac{12P}{12P + CS^2} \times 100 = 83\right).$$

Solubilité du phosphore dans le benzène. — Elle est bien inférieure à sa solubilité dans le sulfure de carbone. Pour la mesurer, j'ai employé, aux températures inférieures à +80°, la même méthode que dans le cas du sulfure de carbone. Au-dessus de cette température, je me suis servi du procédé imaginé par Guthrie et utilisé par M. Etard, qui consiste à observer les points de fusion ou de solidification de mélanges exactement dosés de phosphore et de benzène, et contenus dans des tubes de verre scellés à la lampe. *Résultats :*

Températures :	+ 18° ;	+ 36° ;	+ 58° ;	+ 70 ;	+ 81° ;	+ 99° ;	+ 115° ;
Solubilités :	2,0 ;	4,2 ;	6,4 ;	7,7 ;	9,1 ;	11,1 ;	12,4.

La courbe qui les représente est rigoureusement une ligne droite qui coupe l'axe des températures à +6°, point de fusion du benzène. On n'observe rien de particulier à la température de fusion du phosphore ; la solubilité est alors loin d'atteindre la valeur 100.

W. ALTBERG. — Ueber die Druckkräfte der Schallwellen und die absolute Messung der Schallintensitat (Pression exercée par les ondes sonores et mesure absolue de l'intensité du son). — *Drude's Ann. d. Phys.*, t. XI, p. 405-420.

La pression exercée par une onde sonore sur une paroi qui la réfléchit a été signalée par Dvŏrák [1]; elle est donnée, d'après lord Rayleigh [2] par la relation :

$$p = \frac{2E}{V},$$

où E représente la quantité d'énergie qui atteint la paroi en une seconde, et V la vitesse du son, expression identique à celle que Maxwell et Bartoli assignent à la pression de radiation. L'auteur est parvenu à mesurer cette pression en la faisant agir normalement sur l'une des bases d'un petit cylindre de bois porté par une balance de torsion. Si l'on appelle n la déviation observée, L le bras du levier, b la section du cylindre, D le moment du couple qui tord le fil de 1 radian, R la distance de l'échelle au miroir, on a :

$$p = \frac{D}{2R} \cdot \frac{n}{L\sigma} \text{ dynes par centimètre carré,}$$

d'où l'on déduit, pour l'énergie atteignant dans une seconde une surface de 1 centimètre carré,

$$E = \frac{pV}{2}.$$

L'expérience était disposée de la manière suivante (*fig.* 1) :

La source sonore est un tube de Kundt terminé par une boule S de 5 centimètres de diamètre et excité par un tambour F animé d'un mouvement de rotation uniforme dont la vitesse à la circonférence pouvait varier de 0,4 à 3,4 mètres par seconde; la surface frottante est une bande de soie écrue constamment humectée par de l'eau alcoolisée à 20-25 0/0; un levier non représenté sur la figure permet d'appuyer le tube sur le frottoir, et un dynamomètre mesure la force exercée (jusqu'à 50 kilogrammes). Le réflecteur P est en zinc et circonscrit à une sphère de 50 centimètres de rayon. Au centre O

(1) *Pogg. Ann.*, t. CLVII, p. 42; 1876.
(2) *Phil. Mag.*, 6e série, t. III, p. 338; 1902.

du réflecteur est percé une ouverture circulaire à laquelle on peut adapter un jeu d'anneaux de diamètre et de longueur variée; dans l'anneau adapté passe le petit cylindre de bois (longueur 16,5 millimètres, diamètre 21 millimètres), dont la base est dans le plan de la feuille de zinc quand la balance est au zéro; le cylindre est fixé à l'une des extrémités de la traverse supérieure d'un cadre en laiton; l'autre extrémité porte un contrepoids; le fil, fixé au milieu,

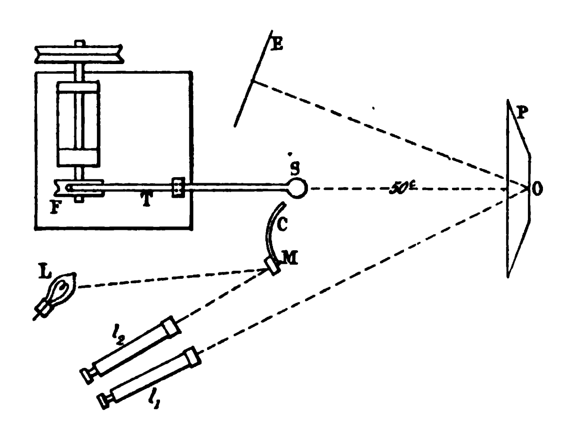


Fig. 1.

se prolonge et porte un amortisseur plongeant dans un vase à glycérine qui occupe le centre du cadre et est soutenu par le même support que le fil de torsion; on évite ainsi les oscillations latérales (1). M est un manomètre de M. Wien (2) constitué par une capsule de phonographe dont la membrane est en relation avec un miroir dans lequel on observe, au moyen de la lunette à micromètre, l'image du filament d'une lampe à incandescence L; le tube de caoutchouc c permet de régler la largeur a de l'image étalée par les vibrations sans toucher au manomètre lui-même, E est l'échelle de lecture des déviations de la balance; l_1, la lunette correspondante. Le manomètre sert pour tenir compte des légères variations d'intensité qui peuvent survenir pour une raison ou une autre, à charge constante du tube; à cet effet, on a calculé, pour différentes valeurs de la pression p, observée le rapport $\frac{p}{a^2}$, qui s'est montré constant, comme on devait

(1) Lebedew, *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 163; 1897; — *J. de Phys.*, 3e série, t. VI, p. 710.
(2) *Wied. Ann.*, t. XXXVI, p. 834; 1889; — *J. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 568.

s'y attendre, pendant les expériences d'essai; c'est le facteur de réduction d'une intensité déterminée (arbitraire d'ailleurs).

Les expériences ont montré que la longueur d'onde du son produit (mesurée par les figures de Kundt) est petite : $10^{cm},5$ avec un tube de 76 centimètres de long; l'excitation est constante, ininterrompue, de durée aussi longue qu'on le veut; l'intensité varie dans de larges limites avec la charge du tube et augmente avec la vitesse de rotation; la charge doit être comprise entre deux valeurs qui dépendent de la vitesse : par exemple, avec des vitesses de 1,1 et 3,4, les charges minimums sont de 25 kilogrammes, les charges maximums 20 et 40 kilogrammes; le mouillage influe également sur l'intensité de l'excitation, qui augmente avec la proportion d'alcool. Tandis que l'excitation la plus énergique à la main ne donnait que 1,5 division à l'échelle E, le frottoir en donnait 80.

La pression observée ne commençait à être influencée par l'anneau entourant le cylindre que lorsque la distance des surfaces descendait à 5 millimètres, et que la longueur de l'anneau s'élevait à 15 centimètres.

La pression observée a été de 0,24 dynes par centimètre carré correspondant à une énergie de 4.100 ergs par centimètre carré et par seconde, soit, en chevaux, 56×10^{-7}. En admettant que la propagation des ondes soit régulière entre S et le réflecteur, on arrive, pour la puissance totale, à $A = 0,02$ (en ch.-vap). Le son obtenu était assourdissant et aurait pu être rendu encore plus intense par un accroissement de la charge.

La pression exercée par les ondes sonores se propageant librement permet donc d'estimer l'intensité du son en mesure absolue.

P. Lugol.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. XI, n° 7; 1903.

G. QUINCKE. — Niederschlagsmembranen und Zellen in Gallerten oder Lösungen von Leim, Eiweiss und Stärke (Membranes et cellules formées par précipitation dans les gelées ou les dissolutions de gélatine, d'albumine et d'amidon). — P. 449-489.

Quand on mélange une dissolution de bichromate alcalin à une dissolution d'azotate d'argent, en présence de gélatine α ou β, il se pro-

duit un liquide huileux, de couleur brune, A, qui possède une tension superficielle appréciable au contact du liquide B qui l'entoure.

Le précipité de bichromate d'argent se forme à de courts intervalles ou périodiquement et se dissout en plus grande quantité dans la dissolution de gélatine concentrée que dans la dissolution étendue.

La tension superficielle de la dissolution de gélatine bichromatée argentique est plus petite quand cette dissolution est concentrée.

Sous l'action de cette tension superficielle, la gélatine bichromatée argentique dissout dans la gélatine β de concentration variable des bulles, des cellules d'écume contiguës, des tubes avec renflements, des cellules ramifiées de construction particulière ou un liquide visqueux homogène.

Si une dissolution de bichromate alcalin (ou d'azotate d'argent) pénètre dans un tube de verre étroit renfermant de la gélatine prise et contenant de l'azotate d'argent (ou du bichromate alcalin), la gélatine bichromatée argentique forme des cloisons transversales brunes, représentant des portions de surfaces sphériques ou hélicoïdales. L'écartement de ces cloisons devient de plus en plus grand à mesure qu'on s'éloigne de l'extrémité du tube.

Les cloisons transversales font défaut dans le milieu du tube où les dissolutions salines se rencontrent et s'arrêtent. Cet espace où il n'y a ni cloisons ni réaction est d'autant plus court que le tube lui-même est plus court.

Les couches brunes de gélatine bichromatée argentique se produisent sur une longueur plus grande, quand la dissolution saline arrive dans le tube d'un côté seulement.

Au bout de quelques jours, les couches brunes se résolvent en sphères isolées, dont se séparent des cristaux monoréfringents, cubes, macles de tétraèdres et hexoctaèdres.

De pareilles cloisons, limitées par des surfaces sphériques ou hélicoïdales et des régions sans réaction dans le milieu du tube, se produisent également quand la dissolution d'azotate d'argent pénètre dans la gélatine renfermant du chlorure de sodium ou du bromure de potassium. En même temps, il se forme un précipité huileux de gélatino-chlorure, de gélatino-bromure d'argent. Ici encore l'azotate d'argent pénètre plus loin dans un tube fermé à un bout que dans un tube ouvert aux deux extrémités.

On obtient les mêmes phénomènes avec le sulfate de cuivre ou le chlorure ferrique pénétrant dans la gélatine chargée de bichromate

alcalin ou de ferrocyanure de potassium ; il se forme des précipités oléagineux de gélatino-chromate de cuivre ou de fer, de gélatino-ferrocyanure de cuivre, qui possèdent une tension superficielle ; ils forment par suite des bulles, des tubes renflés, etc...

Les dissolutions aqueuses d'azotate d'argent et de chlorure de sodium, de bromure ou iodure de potassium, sans addition de gélatine, donnent un précipité liquide de chlorure, bromure ou iodure d'argent hydraté. Ce précipité a une tension superficielle au contact des dissolutions aqueuses et forme des tubes avec des renflements sphériques : il ne tarde pas à abandonner son eau et à se solidifier. Le précipité de bromure conserve plus longtemps l'état liquide : la tension superficielle de l'iodure est la plus grande, celle du bromure la plus petite.

Si on fait écouler une dissolution de nitrate d'argent avec de la gélatine β dans des dissolutions aqueuses de chlorure de sodium, de bromure ou d'iodure de potassium, la veine liquide se recouvre d'une pellicule oléagineuse. C'est dans le cas de l'iodure d'argent que cette pellicule a la tension superficielle la plus faible et disparaît le plus rapidement. Les gélatino-haloïdes d'argent se rangent à ce point de vue dans le même ordre que ces sels sans mélange de gélatine β. En même temps, il se forme à la surface de séparation des deux dissolutions salines des masses de mousse, dont les parois sont inclinées les unes sur les autres de 120° et qui se dissolvent peu à peu dans la gélatine, avec une variation progressive de la tension superficielle et de l'angle de raccordement.

Quand on fait écouler lentement par un siphon d'étroite ouverture une dissolution de nitrate d'argent et de gélatine β dans une dissolution de chlorure de sodium ou de bromure de potassium, il se forme une veine en hélice ; sur la surface concave, la tension superficielle est plus grande que sur le côté convexe. A la partie inférieure, la veine se divise en un grand nombre d'autres, avec des gouttes qui tourbillonnent à l'extrémité, ensuite en couches de flocons dextrogyres.

Les réactions chimiques observées par Pringsheim et Liesegang dans la gélatine s'expliquent par la solubilité différente des précipités qui se forment périodiquement dans la dissolution concentrée ou étendue de gélatine et par la tension superficielle à la surface de contact de dissolutions.

La gélatine et l'albumine, mélangées aux dissolutions des sels de fer dans l'eau, forment aussi des précipités oléagineux, ayant une tension superficielle au contact des dissolutions aqueuses.

Les parois des cellules et des mousses formées par ce précipité oléagineux se solidifient au bout d'un temps plus ou moins long, qui varie avec la concentration des dissolutions.

En faisant s'écouler par un siphon de $0^{mm},5$ d'ouverture une dissolution de chlorure ferrique ou d'acide chlorhydrique à 1 0/0, pendant quelques secondes, dans une dissolution aqueuse d'albumine β, il se forme en une minute un tube de liquide oléagineux de 30 à 80 millimètres de longueur, sur 4 millimètres de diamètre, avec des renflements et une extrémité arrondie. L'eau se diffuse du dehors vers le dedans à travers la paroi liquide de ce tube, qui gonfle rapidement, d'autant plus vite que la paroi est plus mince et la dissolution de chlorure plus étendue. Aux points solidifiés, la paroi est percée, et il se forme de nouveaux tubes avec l'enveloppe oléagineuse; souvent ces tubes se bifurquent.

La gélatine β et l'albumine forment avec les dissolutions aqueuses de silice, de tannin, d'acide citrique, un liquide oléagineux, possédant une tension superficielle vis-à-vis des solutions aqueuses, formant avec eux des bulles et des mousses; souvent les cellules de mousse se terminent en pointe. Par suite de la diffusion de l'eau, les cellules de mousse se gonflent, puis plus tard elles se solidifient.

Des dissolutions de phosphate de sodium ou de soude, pénétrant dans un tube qui renferme une gelée d'amidon chargée d'azotate de calcium, donnent un précipité périodique d'amidon et de phosphate calcique, formant des couches limitées par des surfaces sphériques ou hélicoïdales (comme celles de gélatinochlorure d'argent).

La dissolution étendue B et la dissolution concentrée A que forme simultanément un colloïde dans l'eau dissolvent les sels et les précipités chimiques en quantités différentes.

M. LAMOTTE.

F. EHRENHAFT. — Das optische Verhalten der Metallkolloide und deren Teilchengrösse (Propriétés optiques des métaux en solutions colloïdales et grandeur des particules correspondantes). — P. 489-514.

Lord Rayleigh a montré qu'un milieu trouble formé de petites sphères isolantes dont le diamètre est petit par rapport à la longueur d'onde de la lumière, en suspension dans un milieu isolant, diffuse dans toutes les directions la lumière naturelle en polarisant partiellement, avec maximum de polarisation à 90° de la direction d'inci-

dence ; c'est le phénomène précédemment découvert par Tyndall, et bien des fois vérifié [1].

J.-J. Thomson a montré que, si les sphères sont isolantes et si leur diamètre est compris entre certaines limites, le maximum de polarisation a lieu sur la surface d'un cône ayant pour axe la direction d'incidence et pour demi-angle au sommet 120° [2].

L'auteur a étudié, au moyen du photopolarimètre de Cornu, des solutions colloïdales de sulfure d'arsenic AsS et de silice, d'une part, d'autre part, des solutions colloïdales d'or, d'argent et de platine préparées par la méthode de Bredig (pulvérisation des métaux par l'arc électrique dans l'eau distillée), de cuivre et d'hydrate ferrique préparées par une méthode particulière [3]. Il a également étudié leur absorption au spectrophotomètre de Glan.

Le maximum de polarisation est à 90° de la direction d'incidence pour la silice, à 87°,5 pour le sulfure d'arsenic ; à 118-120° pour l'or, à 120° pour le cuivre, à 110° pour l'argent, à 115° pour le platine. On peut donc conclure avec quelque vraisemblance que, dans les dernières solutions, les particules satisfont aux conditions imposées par la théorie de J.-J. Thomson et sont conductrices même pour les courants alternatifs d'une fréquence élevée auxquels on a affaire dans les ondes lumineuses.

Enfin, les solutions colloïdales d'or rouges ont une large bande d'absorption vers $\lambda = 520\ \mu\mu$; les solutions de platine, vers 480 $\mu\mu$; les solutions d'argent, vers 380 $\mu\mu$ dans l'ultra-violet ; l'absorption par les solutions d'or s'éloigne d'autant plus de l'ultra-violet que la couleur devient plus voisine du noir ; les solutions noires absorbent tout le spectre visible. Ces résultats s'expliquent par une résonance optique des particules, qui affaiblissent dans une proportion considérable les vibrations concordant avec leur période propre ; les solutions rouges contiendraient alors des particules dont la période

---

(1) Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XII ; 1881 ; — Abney et Festing, *Proc. Roy. Soc. Lond.*, t. XL, p. 378 ; 1886 ; — A. Lampa, *Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Wien*, t. C, IIa, p. 730 ; 1891 ; — Hurion, *C. R.*, t. CXII, p. 1431 ; 1891 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 141.

(2) J.-J. Thomson, *Recent Researches in Electricity and Magnetism*, p. 437 ; 1893 ; — *Philos. Mag.*, t. XXXVIII, p. 455 ; 1894 ; — A. Lampa, *Sitzungsber.*, etc., t. CXII, IIa ; — *Elektromagn. Schwingungen einer Kugel.*

(3) Bredig, *Anorganische Fermente*, Leipzig ; 1901 ; — Ehrenhaft, *Sitzungsber. d. K. Akad. der Wissensch. zur Wien* ; 1902. — *Akademischer Anzeiger*, n° 18. Pour les précautions à prendre pour avoir des solutions d'or rouges et pouvant se conserver longtemps, consulter le mémoire analysé, p. 495.

propre serait voisine de 520 $\mu\mu$, dans le bleu verdâtre ; les solutions noires, des particules dont les périodes propres reproduiraient celles des radiations visibles.

Le rayon a de ces particules considérées comme sphériques étant lié à leur période propre et à l'indice n du milieu diélectrique qui les entoure (ici l'eau distillée) par la relation :

$$a = \frac{\sqrt{3}\lambda}{4\pi n},$$

la détermination de la longueur d'onde pour laquelle l'absorption est maximum permet de calculer facilement a. On trouve ainsi pour les valeurs de $a \times 10^7$, en centimètres :

Or, de 49 à 52 (1); Argent, 38; Platine, 48,

qui sont bien comprises entre les limites assignées par la théorie de J.-J. Thomson.

P. Lugol.

Emil KOHL. — Ueber das dem Dopplerschen Prinzipe entsprechende Integral der Gleichungen für die Wellenbewegung (Sur l'intégrale de l'équation du mouvement ondulatoire relative au principe de Doppler). — P. 515-529.

P. L.

G. KUČERA. — Zur Oberflächenspannung von polarisiertem Quecksilber (Tension superficielle du mercure polarisé). — P. 529-561 et 698-726.

Soient α_1 et α_2 les tensions superficielles de deux liquides ; α_{12} la tension superficielle de ces liquides pour leur surface commune. La théorie de la capillarité montre que :

$$\alpha_{12} = \alpha_1 + \alpha_2 - 2A_{12},$$

si on ne tient pas compte de la variation de la tension superficielle provoquée par la différence de potentiel au contact (couche double de Helmholtz). Pratiquement, on peut supprimer la couche double en polarisant le mercure par la force électromotrice qui correspond au maximum de la courbe électrocapillaire.

Il est possible de déterminer la tension superficielle entre le mer-

(1) Le maximum se déplace un peu avec la concentration. — Cf. Siedentopf et Zsigmondy, *J. de Phys.*, p. 692 de ce vol.

cure et l'électrolyte, en faisant écouler le mercure dans l'électrolyte par une pointe fine; la tension superficielle est proportionnelle au poids des gouttes (ramené à une même durée d'écoulement).

Il est nécessaire que l'électrolyte ait séjourné longtemps au contact du mercure, de manière qu'il soit en équilibre chimique avec lui. Le coefficient de variation du poids des gouttes avec la durée d'écoulement est constant seulement à cette condition.

Quand la pointe forme l'anode, l'écoulement devient très irrégulier même pour une faible polarisation, parce que la surface des gouttes se recouvre d'oxyde.

Il faut tenir compte : 1° de ce que les gouttes de mercure, plongées dans l'électrolyte, éprouvent une poussée égale au poids de l'électrolyte qu'elles déplacent; de ce que la tension superficielle des gouttes agit en sens contraire de la pression hydrostatique de la colonne de mercure qui les surmonte, d'où résulte une diminution de la charge sous laquelle se fait l'écoulement; enfin de ce que la grosseur des gouttes n'est pas la même à toutes les phases de leur formation.

Les courbes qui représentent la tension superficielle en fonction de la polarisation ont l'allure caractéristique des courbes électrocapillaires : les courbes de Paschen s'insèrent très bien dans le réseau. La tension maximum se détermine par une construction graphique.

Le coefficient d'adhésion A_{12} croît régulièrement avec la densité des dissolutions. Au contact de l'eau et du mercure, il augmente quand on dissout un électrolyte (excepté l'acide sulfurique) dans l'eau. L'acide sulfurique produit une augmentation d'abord très rapide de A_{12}, ensuite le coefficient décroît dès que la densité atteint 1,01, passe par un minimum quand la densité est 1,16 et décroit ensuite.

Le coefficient d'adhésion varie avec le poids moléculaire, mais sans qu'il y ait de loi simple pour relier ces deux quantités.

L'hypothèse de Wiedeburg, d'après laquelle :

$$\alpha_m - \alpha_0 = V_m^2 \times C^{te},$$

α_0 et α_m étant les tensions superficielles en court-circuit et quand la force électromotrice de polarisation V_m correspond au maximum de la tension α_m, ne se vérifie pas.

Quand on met en contact la dissolution d'électrolyte avec une surface de mercure fraîchement renouvelée, on observe fréquemment un maximum secondaire sur la courbe électro-capillaire. Ce maxi-

mum est dû aux réactions chimiques qui se produisent entre le mercure et l'électrolyte.

Les électrodes à gouttes permettent aussi de mettre en évidence la dépolarisation spontanée.

M. Lamotte.

J. KIESSLING et P. WALTER. — Ueber die elektrische Durchbohrung eines festen Dielektrikums (Décharge disruptive à travers un diélectrique solide). — P. 570-588.

On sait que, dans l'expérience du perce-verre, on réussit d'une manière beaucoup plus certaine quand on dépose sur la surface du verre une goutte de diélectrique liquide ou solide. Le trou se touve toujours au bord de la goutte.

D'après MM. Kiessling et Walter, il se produit une concentration de la décharge sur un point déterminé, ce qui explique pourquoi on arrive ainsi à percer une lame avec une différence de potentiel insuffisante pour percer la lame nue.

On remarque, en effet, que, si le contour de la goutte n'est pas très uni, le trou se trouve toujours au voisinage d'une aspérité. Si on a tracé dans la goutte un sillon étroit, le trou est toujours dans ce sillon, quelle que soit la position des électrodes. Dans l'obscurité, ce sillon paraît aussi lumineux qu'un tube de Geissler capillaire.

Le sillon acquiert rapidement une conductibilité plus grande que les régions avoisinantes sous l'influence des avant-coureurs de la décharge. Quand les électrodes se trouvent de part et d'autre du verre, mais en face de points différents du sillon, le trou se trouve presque toujours au voisinage de l'électrode qui regarde la surface nue du verre, quelle que soit la polarité des électrodes. Le sillon étant conducteur est au même potentiel sur toute sa longueur, et c'est par suite là où la chute de potentiel était la plus rapide que le trou s'est formé.

L'effet de la concentration de la décharge est marqué surtout quand on perce dans la goutte un trou très fin à l'aide d'une aiguille. Avec une différence de potentiel correspondant à une étincelle de 10 centimètres, on perce une lame qui autrement supporterait la différence de potentiel correspondant à 50 centimètres.

La puissance disruptive de la décharge dépend en premier lieu de la différence de potentiel et non de la quantité d'électricité. Si la

source est une bobine d'induction, l'adjonction d'une bouteille de Leyde est plus nuisible qu'utile. Il peut arriver que, par une succession de décharges, le verre soit percé en des points très voisins : c'est parce que le trou formé par la première décharge se ferme de lui-même.

Dans la théorie des ions, on expliquerait ces phénomènes de la manière suivante : Les ions mis en liberté par les avant-coureurs de la décharge ne peuvent s'échapper avec la même vitesse dans toutes les directions; de plus la goutte diélectrique s'électrise fortement et retient les ions dans son voisinage. Les régions où s'accumulent les ions deviennent plus conductrices, et la décharge s'y concentre.

M. LAMOTTE.

E. DORN. — Bemerkung über die elektromagnetischen Rotationsapparate (Remarque sur les appareils à rotation électromagnétique). — P. 589-593.

Les appareils à rotation électromagnétique sont composés de conducteurs et d'aimants qui sont tous de révolution autour de l'axe de rotation, ou peuvent être décomposés en de tels éléments de révolution. En admettant, avec Faraday, que les lignes de force magnétiques sont soumises à une tension longitudinale et à une pression transversale, on rend compte des rotations observées.

M. LAMOTTE.

J. WALLOT. — Die Abhängigkeit der Brechungsexponenten der Salzlösungen von der Konzentration (Variation de l'indice de réfraction des solutions salines avec la concentration). — P. 593-604 (Dissertation inaugurale de Munich).

Discussion de quelques formules empiriques et du sens des constantes qu'elles renferment. On représente bien les expériences de Schütt relatives à une solution à 25 0/0 de sel marin en introduisant la contraction due à la dissolution dans la règle des mélanges de Biot et Arago, appliquée à la relation de Beer et Landolt, $\frac{n-1}{\text{densité}} = C^{te}$.

En appelant (p) la masse de sel dans 100 parties de dissolvant, en définissant la *contraction* par la relation :

$$c = \frac{d - dv}{d};$$

avec $dv = \dfrac{\text{Masse de la solution}\,[1]}{\text{Volume du sel solide} + \text{Volume de l'eau}}$, l'équation prend la forme :

$$\frac{n_{sel} - [1 + (n - 1)(1 - c)]}{1 + (n - 1)(1 - c) - n_{eau}} = \frac{D}{(p)},$$

où D est une constante représentant $100 \times \dfrac{\text{densité du sel}}{\text{densité de l'eau}}$; mais la valeur assignée par le calcul à la constante diffère notablement de la valeur expérimentale, et l'indice du sel déterminé par extrapolation de la formule diffère également beaucoup de sa vraie valeur. On pourrait essayer de substituer à la forme de Beer et Landolt une autre relation contenant deux nouvelles constantes, dont le choix serait d'ailleurs arbitraire ; deux densités, ou deux indices, ou un indice et une densité.

P. Lugol.

J. WALLOT. — Ueber die von Beer und Landolt gewählte Form des spezifischen Brechungsvermögen (Sur la forme donnée par Beer et Landolt au pouvoir réfringent spécifique). — P. 605-608.

On arrive de suite à la loi $\dfrac{n-1}{d} = C^{te}$, en admettant que la durée du trajet d'un rayon à travers un nombre quelconque de milieux séparés est indépendant de l'ordre dans lequel ils se succèdent, ce qui paraît évident, et en étendant le principe aux molécules elles-mêmes de ces milieux lorsqu'ils sont mélangés, chacun d'eux conservant alors sur la lumière son action spécifique.

P. Lugol.

A. PFLÜGER. — Das Absorptionsvermögen einiger Gläser im photographisch wirksamsten Teil des Spektrums (Pouvoir absorbant de quelques verres dans la partie du spectre la plus active pour la photographie). — P. 561-569.

Il s'agit de trois crowns et cinq flints de compositions variées, utilisés dans la construction des objectifs photographiques des lunettes. Le verre étudié était taillé en plaques à faces bien parallèles, et tra-

(1) Pulfrich, *Zeitschr. f. phys. Chem.*, t. IV, p. 561 ; 1889.

versé normalement par la lumière ; on a comparé les déviations d'un galvanomètre relié à une pile insérée dans l'oculaire de la lunette d'un spectromètre gradué en longueur d'onde : 1° sans la plaque ; 2° avec la plaque. On a tenu compte des réflexions sur les deux faces de la lame. Les mesures ont montré, ce que l'on savait d'ailleurs, que les flints absorbent plus que les crowns, et qu'avec les premiers l'absorption apparaît tout à coup aux faibles longueurs d'onde ; elles s'étendent de $\lambda = 640$ à $\lambda = 357$, dans l'ultra-violet ; on a calculé le coefficient d'absorption pour une épaisseur de 1 centimètre.

P. Lugol.

H. DU BOIS. — Zur Frage der störungsfreien Magnetometer (Sur les magnétomètres sans perturbation). — P. 609-613.

Il n'existe pas encore de procédé absolument sûr pour mettre les magnétomètres à l'abri des perturbations quelque peu intenses.

Théoriquement, si la perturbation varie suivant une fonction linéaire dans la région considérée, l'équipage de Broca doit rester astatique s'il a une longueur suffisante. Mais il est bien difficile de réaliser un tel équipage.

Si le magnétomètre doit servir aux mesures d'induction magnétique, avec bobine compensatrice, il faut que les éléments de l'équipage aient un moment magnétique aussi grand que possible, et leurs dimensions très réduites afin que le champ de l'aimant déviant soit uniforme dans l'espace qu'ils occupent. Comme une certaine inertie est plutôt avantageuse, on emploiera un amortisseur à deux palettes orientées dans les plans perpendiculaires, et on préfèrera les aimants cylindriques aux équipages légers usités dans les galvanomètres.

M. Lamotte.

J. TAFEL. — Ueber die Wirkung von Kanalstrahlen auf Zinkoxyd (Action des rayons-canal sur l'oxyde de zinc). — P. 613-619.

L'oxyde de zinc, préparé par voie sèche, prend, sous l'action des rayons-canal, une fluorescence verte très vive. Si l'action se prolonge, cette fluorescence diminue et la masse d'oxyde prend une coloration brunâtre, en même temps qu'elle devient plus compacte. Cette transformation n'est accompagnée d'aucun changement de poids appré-

ciable. Sous l'action d'une forte compression mécanique, l'oxyde éprouve la même transformation.

Dans l'un et l'autre cas, il reprend son état primitif quand on le calcine fortement dans la flamme du chalumeau.

Les rayons-canal agissent sans doute par le choc des ions.

La décroissance rapide de la fluorescence et la disparition permanente de cette fluorescence par la compression ne cadrent guère avec la théorie de G.-C. Schmidt, d'après laquelle les dissolutions solides seraient seules susceptibles de devenir fluorescentes.

M. Lamotte.

A. WÜLLNER et M. WIEN. — Ueber die Aenderung der Dielektrizitätskonstante des Glases mit dem Druck (Variation du pouvoir inducteur du verre avec la pression). — P. 619-636.

D'après les expériences précédentes de MM. Wüllner et Wien, l'augmentation du volume intérieur des condensateurs sphériques ou cylindriques à lame de verre est plus petite qu'elle ne devrait l'être d'après les valeurs du coefficient d'élasticité mécanique ou acoustique.

Cette différence provient de la variation du pouvoir inducteur du verre avec la pression.

MM. Wüllner et Wien ont étudié cette variation sur les tubes mêmes qui avaient servi à leurs expériences sur l'électrostriction.

Cette variation est très petite : elle ne devient mesurable que si la charge mécanique du verre est voisine de la charge de rupture. Une traction exercée dans la direction perpendiculaire à celle des lignes de force provoque une diminution du pouvoir inducteur. Dans le verre de Thuringe, la variation dépasse à peine l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales : elle est plus grande dans les verres d'Iéna et surtout dans les flints. Elle suffit à expliquer en grandeur et sens les divergences signalées.

M. Lamotte.

P. LENARD. — Ueber der elektrischen Bogen und die Spektren der Metalle (Sur l'arc électrique et le spectre des métaux). — P. 636-650.

L'arc électrique contenant des vapeurs métalliques est formé de flammes emboîtées les unes dans les autres, et dont chacune n'émet que l'une des séries spectrales du métal.

Telle est la conclusion remarquable à laquelle l'auteur a été conduit par l'application à l'étude de l'arc d'une méthode indiquée autrefois par Zöllner [1] pour observer en tout temps les protubérances solaires.

On projette une image de l'arc dans le plan focal du collimateur d'un spectroscope; en réduisant autant que possible les dimensions de cette image et en utilisant une grande dispersion, on se débarrasse du spectre continu produit par les charbons. Le spectroscope ainsi employé (spectroscope objectif) donne autant d'images de l'arc qu'il y a d'espèces de lumière dans la radiation totale.

L'arc [2], comme le montre l'observation à l'œil nu à travers les verres colorés, est toujours constitué par deux flammes issues des deux charbons, dirigées l'une vers l'autre et se pénétrant plus ou moins. Elles sont d'autant plus fortes et se pénètrent d'autant moins que le courant d'alimentation est plus intense. Quand le courant est faible, la flamme inférieure constitue à elle seule l'arc presque entier: la flamme supérieure est fortement rabattue contre le charbon par le courant d'air ascendant, et une déviation latérale de l'ensemble montre seule que, dans l'arc, on n'a pas affaire à deux flammes exactement centrées et dirigées en sens inverse. Avec 15 ampères et plus les deux flammes apparaissent bien développées; elles se déplacent çà et là, d'une manière tout à fait indépendante, suivant les déplacements de leurs points d'attache respectifs sur les charbons. Elles sont obliques l'une par rapport à l'autre, et se touchent par quelque partie de leur enveloppe extérieure; si ce contact cesse, l'arc s'éteint. Ces aspects sont indépendants de l'orientation des deux charbons. Cependant les résultats suivants s'appliquent à un arc vertical, le charbon positif, toujours en bas, étant creusé d'une cavité qui contient le sel métallique. Il est avantageux, pour avoir des flammes bien développées, de maintenir les charbons à une distance un peu supérieure à celle qu'on leur donne dans les lampes auto-régulatrices servant à l'éclairage.

Voici maintenant ce que l'on observe dans l'arc au sodium. Les flammes de la série principale (que l'on désignera par P pour abréger; on sait que la raie D est la seule de cette série dans le spectre visible) sont les plus grandes. Les flammes de la première série secondaire (que l'on désignera par le chiffre 1 suivi du numéro d'ordre *n*) sont

(1) *Verh. d. Königl. Sächs. Ges. d. Wiss.*, t. XXI, p. 76 et 145; 1869.

(2) L'auteur s'étonne de n'avoir jamais rencontré dans ses lectures de description de ces aspects.

notablement plus petites; celles de la deuxième série secondaire (Hn) encore plus petites. Le lithium donne les mêmes résultats (la raie rouge qu'il donne dans la flamme du bunsen est la seule de la série P); s'il y a en même temps du sodium et du lithium dans l'arc, les flammes des séries correspondantes ont sensiblement la même grandeur; il est avantageux pour ces comparaisons de n'employer qu'un prisme, ce qui permet d'avoir à la fois plusieurs images dans le champ; cependant on s'est encore servi, au cours des expériences, d'un système de quatre prismes et d'un fin réseau de réflexion.

C'est le contact des flammes de la série P qui seul empêche l'arc de s'éteindre; celles des séries secondaires peuvent soit être séparées par un large intervalle sombre, soit se rencontrer et rester unies jusqu'à ce qu'un éloignement trop considérable des charbons éteigne l'arc; d'après le premier aspect, il est indubitable que l'émission métallique dans l'arc n'est pas liée au trajet du courant, mais bien à la forme des flammes; par contre, le second ne permet pas d'aller jusqu'à prétendre que les flammes des séries secondaires ne participent pas à la conduction dans l'arc.

Les flammes étant légèrement estompées sur leurs bords, on a dû se demander si les différences de grandeur n'étaient pas dues à des différences dans les intensités relatives des radiations; il n'en est rien, car dans une même série toutes les flammes ont la même grandeur, tandis que leur intensité décroît quand n croît. De plus, on peut, par l'emploi d'écrans appropriés (solution de chlorure ferrique pour le bleu, d'indigo ou de violet de méthyle pour le jaune et le vert), faire varier beaucoup les intensités relatives des flammes sans jamais intervertir leurs ordres de grandeur; de même, l'affaiblissement général, par un diaphragme iris, des verres fumés ou un disque évidé tournant rapidement a conservé aux images leur aspect. Avec du carbonate de lithium très pur, on a toujours observé les flammes de D du sodium; elles étaient très pâles, mais toujours plus grandes que celles de LiI, $n = 3$, très voisines et très brillantes.

La partie externe de la flamme de l'arc émet donc seulement la série P, rien des séries secondaires; la zone moyenne émet la série I, et rien de la série II, qui est émise par une couche plus profonde. Il n'est pas possible d'expliquer les faits observés en admettant que la partie interne de la flamme, grâce à sa température élevée, émet le spectre complet, tandis que l'émission serait de plus en plus incom plète dans les zones de moins en moins chaudes que l'on rencontre en

allant vers l'extérieur, car il serait alors possible, par un affaiblissement suffisant de la lumière, de rendre la flamme de NaP, par exemple, aussi petite qu'on le voudrait. Loin de là, quand on affaiblit graduellement l'intensité, on atteint une limite de grandeur au-delà de laquelle la flamme disparaît entièrement; on doit en conclure que l'émission lumineuse correspondante passe par un maximum à une faible distance de la surface externe, pour diminuer ensuite très rapidement vers l'intérieur.

Toutes les flammes paraissent formées d'une gaine brillante, mince, enveloppant une région tellement obscure que l'on doit la considérer comme n'émettant pas de lumière; cependant le phénomène n'apparaît dans toute sa pureté que si l'on emploie de bons instruments bien réglés, et si l'on donne à l'intensité une valeur convenable. On voit alors qu'un affaiblissement de l'intensité n'agit que sur la gaine brillante, la grandeur de l'espace obscur restant à peu près inaltérée: c'est donc par l'extérieur que la flamme s'efface. C'est grâce aux propriétés de l'œil que l'espace obscur apparaît seulement quand l'intensité n'est pas trop grande; c'est ainsi que le cône interne d'une flamme Bunsen brûlant dans un air riche en sodium ne devient nettement perceptible que si on affaiblit la flamme, par exemple en la regardant à travers un disque tournant à fentes radiales étroites.

Les flammes de la série I remplissent à peu près exactement l'espace creux des flammes de la série P. Les flammes de II se comportent de même vis-à-vis des flammes de I. Quand on fait varier l'intensité du courant, ou la longueur de l'arc, les flammes changent de forme toutes ensemble et conservent leurs rapports. Les flammes II sont également creuses; la partie interne de l'arc est donc privée d'émission, ou émet des radiations encore inobservées. Les diverses gaines lumineuses occupent en commun certains espaces, notamment le point d'attache de chaque flamme au charbon correspondant; c'est le point le plus brillant des séries de flammes; deux gaines voisines doivent encore se pénétrer par toute leur surface, mais sur une très faible épaisseur, lorsqu'un affaiblissement énorme de la gaine extérieure, la gaine interne restant très intense, les fait paraître à peu près de la même grandeur. Dans chaque gaine, l'intensité, autant que l'œil permet d'en juger, diminue graduellement de l'extérieur vers l'intérieur, passe par un maximum, puis tombe rapidement à zéro.

On a observé d'autres flammes métalliques, provenant des impu-

retés de l'arc. Elles étaient toujours creuses, et bien observables, à cause de leur faible intensité. A signaler : Ca, $\lambda = 422,69$ semblable aux flammes I des métaux alcalins, et la double raie de Ca, $\lambda = 396,9$; 393,4, correspondant à H et K solaires, de la dimension des flammes II ; enfin entre elles deux flammes beaucoup plus petites que LiII, cependant finement creusées, et qui appartiennent à Al, K et H étant attribuées à la série P du calcium, on voit que la distribution en séries par l'examen des flammes ne coïncide pas dans tous les cas avec celle que donnent les méthodes usuelles (aspect des raies et décomposition magnétique) [1].

Quand l'arc ne contient pas de vapeurs métalliques, ses flammes paraissent avoir la même structure bulbeuse ; mais l'observation au spectroscope objectif ne donne rien ; à cause de la nature de l'émission (bandes), les images sont confuses. Il faut accepter les premiers bords de la série bleu indigo du cyanogène [2], qui se sont toujours bien prêtés à l'observation, mais dont les flammes n'ont jamais paru creuses ; elles semblent occuper l'espace que l'on a considéré précédemment comme dépourvu d'émission. Si, en effet, on introduit un peu de lithium dans l'arc, les images de ces bords s'affaiblissent et prennent la forme de coupes de flammes de la grandeur qu'il faut pour qu'elles occupent l'espace obscur de LiII ; si les deux flammes de l'arc se pénètrent, celles de LiII deviennent des cordons creux à l'intérieur desquels passent, sous forme de filaments fins, celles du cyanogène. D'ailleurs, en examinant, à l'exemple de Lockyer, les différentes parties d'une image suffisamment grande et projetée sur la fente d'un spectroscope, d'un arc très pauvre en vapeurs métalliques, on voit que la partie centrale émet les bandes du cyanogène ainsi que celles du carbone, et qu'elle est entourée d'une gaine où manquent complètement ces bandes, tandis que les raies métalliques y sont très brillantes.

On peut encore observer les flammes creuses des séries métalliques sans le secours du spectroscope en utilisant simplement des milieux absorbants appropriés ; par exemple, une solution d'indigo (de concentration suffisante pour faire disparaître la raie jaune de LiI,$n4 = 3$) et de chlorure ferrique (qui absorbe le vert, le bleu et le violet) ne laisse voir que la flamme rouge LiP,$n = 3$ avec une partie

(1) Runge et Paschen, *Silzungsber. d. K. Akad. d. Wissensch. zu Berlin*, p. 270 ; 1902.

(2) Kayser et Runge, *Ibid.*, p. 139 ; 1889.

centrale qui doit appartenir à la portion moins réfrangible du spectre de Cy, car un prisme à vision directe l'étale sans modifier la gaine, et une solution de chlorure de nickel, qui absorbe le rouge extrême jusqu'à LiP, la fait disparaître.

Les observations au spectroscope objectif exigent une grande homogénéité lumineuse; celles-ci diminuant quand la masse de vapeur métallique augmente, en même temps que la tendance au renversement s'accuse, il vaut mieux employer des sels fixes (carbonate ou silicate) que des sels volatils, tels que le bromure de sodium; l'hétérogénéité croît d'ailleurs quand on va vers le violet; les termes élevés des séries secondaires de Na et Li sont des bandes diffuses, ce qui explique qu'à partir de $n = 7$ les flammes de ces séries n'apparaissent plus creuses.

Toutes les séries de Na étant formées de doublets, on est obligé d'employer avec ce métal une dispersion très faible, qui laisse les doublets confondus, ou très forte, qui sépare les flammes; elles ont alors même grandeur pour un même doublet. On a fait la même observation pour les images doubles largement écartées de la série P de Rb et de Cs; de même pour les flammes de H et K, et celles de la double raie de l'aluminium (II, $n = 3$), qui tombe entre elles. Les centres d'émission des composantes de ces groupes de raies ne paraissent donc pas séparés dans l'espace.

L'observation du sodium au spectroscope objectif donne encore les résultats suivants, qui semblent nouveaux [1]. Outre les deux séries secondaires, on a pu voir une troisième série de flammes dont les éléments sont voisins de ceux de la série I, et du côté du violet; leurs longueurs d'onde, qui ne sont pas très bien déterminées à cause de l'estompage des flammes, sont les suivantes :

1. près de	I, $n = 4$,	$\lambda = 553{,}0 \cdot 10^{-6}$ mm.
2. »	I, $n = 5$,	491,5
3. »	I, $n = 6$,	463,8
4. »	I, $n = 7$,	447,0

Elles n'apparaissent que lorsque l'émission connue de Na est bien développée, et quel que soit le sel employé, bromure ou silicate; leurs flammes, quoique faibles, sont estompées; elles paraissent comprises dans les espaces creux des flammes de II; elles ne paraissent pas

[1] KAYSER, *Anhang zu den Sitzungsber. d. K. Akad. d. Wiss. zu Berlin*, p. 21; 1890.

creuses. Dans un cas où elles étaient plus nettes que d'habitude, on avait, à la place de la raie désignée par 2, une raie double estompée, la composante du côté du violet très faible, la distance des deux raies à peu près égale à celle des deux raies D. Toutes ces raisons conduisent à attribuer cette émission à une série III du sodium.

Enfin, de part et d'autre des flammes les mieux observables de I et II, apparaissent sur le charbon positif, qui porte le sel de sodium, de petites excroissances lumineuses; les compagnons de la série I sont très voisins des flammes correspondantes, le compagnon du côté du violet plus marqué que l'autre; le plus net des couples accompagnant la série I semble coïncider sans aucun doute avec la double raie $\lambda = 567,592$; $567,040$ mesurée par Kayser et Runge en dehors des séries. Les compagnons de la série II sont beaucoup plus loin des flammes, et partant plus faciles à observer, mais ils n'ont pas paru souvent; ils étaient placés vers $\lambda = 527$; 510; 482; 473. Cette complexité d'émission rapproche les métaux alcalins des autres métaux.

Voici les conclusions qui semblent se dégager de l'ensemble des observations. En traversant les différentes flammes, chaque atome prend une suite d'états au moins aussi nombreux que les séries de son spectre; la distribution de ces états dans l'espace est uniquement liée à la forme de la flamme et indépendante des lignes de courant, ce qui semble indiquer une influence d'ordre chimique. Le seul fait que l'on puisse rapprocher du précédent est l'existence constatée par Schuster et Hemsalech [1], dans l'étincelle entre pôles de bismuth, de déplacements des centres d'émission de certaines raies avec des vitesses de 1400 m/s et 400 m/s. Mais, si l'émission se montre nettement séparée en plusieurs modes vibratoires, on ne sait rien du lien qui rattache cette séparation à l'état ou à la structure des atomes, et on n'est pas en droit d'en conclure qu'elle corresponde, comme on l'a supposé [2], à une séparation effective de l'atome en plusieurs fragments, dont chacun émettrait une série spectrale. Une telle séparation n'a pas été prouvée jusqu'à présent.

P. Lugol.

---

(1) *Phil. Trans. A.*, 193, p. 205 et 207; 1899.

(2) Pour la bibliographie de la question, voir Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, II, p. 265; 1902.

F. POCKELS. — Bemerkungen zu meiner Abhandlung « Ueber die Aenderung des optischen Verhaltens verschiedener Gläser durch elastische Deformation » [Remarques au sujet de mon mémoire « Sur les variations produites dans les propriétés optiques des différents verres par des déformations élastiques (1) »] — P. 651-653.

Réponse à quelques critiques faites au travail précité par Filon (*Cambridge, Phil. Soc. Proc.*, t. XI, p. 478; 1902; t. XII, p. 55; 1903).

P. L.

W. VOLKMANN. — Kleine Neuerungen an der Ablesung mit Spiegel und Fernrohr (Dispositions nouvelles pour les lectures au miroir et à la lunette. — P. 654-655.

L'auteur recommande comme donnant un éclairement très régulier et des images très nettes, même avec de petits miroirs et de forts grossissements, une lampe à incandescence constituée par un filament rectiligne soutenu dans l'axe d'un tube argenté sur les 3/4 de sa surface interne, et une division sur ivoire artificiel portée par une règle en bois. Pour faire disparaître les déplacements d'images dus aux trépidations du sol, il supporte la lunette et l'échelle par une potence mobile guidée par une glissière scellée au mur.

P. Lugol.

G. HIMSTEDT. — Bemerkung zu der Mitteilung : Die sprechende Flamme, von V. Gabritschewski und A. Batschinski. — P. 656.

RUHMER. — Bemerkung zur Notiz der Hesrn V. Gabritschewski et A. Batschinski über die sprechende Flamme. — P. 872.

[Remarques sur le mémoire de MM. Gabritschewski et Batschinski sur la flamme parlante (2)].

M. Himstedt adresse une réclamation de priorité au profit de son élève M. Möhlmann, dont le travail a paru en avril 1901.

M. Ruhmer a réussi, contrairement aux expériences de Simon, à faire parler la flamme d'un bunsen, ou toute autre flamme, comme

(1) *Ann. d. Phys.*, t. VII, p. 745; 1902; t. IX, p. 220; 1902; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 542 et p. 96 de ce vol.
(2) *J. de Phys.*, p. 605 de ce vol.

l'arc électrique (*Phys. Zeitsch.*, II, p. 325). Son procédé est identique dans ses traits essentiels à celui de MM. Gabritschewski et Batschinski.

M. LAMOTTE.

T. XI, N° 8*a* et N° 8*b* ; 1903.

F. POCKELS. — Ueber die Aenderung der Lichtfortpflanzung im Kalkspath durch Deformationen (Sur les variations de la vitesse de la lumière dans le spath calcaire déformé). — P. 726-753.

L'auteur a indiqué précédemment le moyen de calculer l'*effet de la température seule* sur l'indice de réfraction d'un corps dont les constantes élastiques sont connues, et a appliqué ses méthodes au quartz et à un certain nombre de verres ([1]). Dans le présent travail, il établit des formules reliant les vitesses ordinaire et extraordinaire aux coefficients de la surface d'onde, aux constantes élastiques, et aux composantes de la pression déformatrice suivant 3 axes choisis d'après la symétrie particulière du spath. Les expériences ont été faites par la méthode déjà décrite (J. P. ; 1902, p. 452) sur des parallélipipèdes rectangles de spath convenablement taillés ; à cause de la forte biréfringence du spath, on a dû, dans les observations au compensateur de Babinet, réduire la grande différence de marche initiale au moyen d'un ou deux prismes convenablement liés au prisme comprimé. Voici les résultats généraux :

Une compression uniforme sur toute la surface diminue les deux vitesses, de telle manière que la double réfraction diminue. On a, en représentant par p la pression en Kg/mm^2, ω_0 et ω_e, les vitesses dans le spath non déformé :

$$\Delta\omega_0^2 = -27{,}8 \cdot 10^{-6}p ; \qquad \Delta\omega_e^2 = -35{,}4 \cdot 10^{-6}p.$$

Une compression parallèle à l'axe principal diminue les deux vitesses, mais augmente la double réfraction :

$$\Delta\omega_0^2 = -24{,}8 \times 10^{-6}p, \qquad \Delta\omega_e^2 = -4{,}4 \cdot 10^{-6}p.$$

Une compression normale à l'axe principal rend le spath biaxe ;

([1]) *Wied. Ann.*, t. XXXVII, p. 144, 269, 372 ; 1889 ; — *Ann. d. Phys.*, t. VII, p. 745 ; t. IX, p. 220 ; 1902 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 542 ; 1902 ; — t. II, p. 96 ; 1903.

le plan des axes optiques est perpendiculaire à la direction de compression ; l'angle 2Ω des axes est défini par :

$$\sin \Omega = 0{,}013 \sqrt{p}.$$

La ligne moyenne (axe des Z) tourne autour d'un axe situé dans le plan perpendiculaire à l'axe principal Z_α du cristal non déformé, faisant avec la direction de compression le même angle que cette dernière avec celui des axes binaires que l'on a pris pour axe des X ; la rotation est de 15″ environ pour :

$$p = 1 \text{ kg/mm}^2.$$

Les coefficients de température pour une température moyenne de 18° sont :

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = + 9{,}6 \cdot 10^{-6} \qquad \frac{\partial n_e}{\partial t} = + 12{,}5 \cdot 10^{-6}.$$

Le mémoire se termine par des considérations relatives à la déformation qui conduirait à la forme maclée.

W. KÖNIG. — Doppelbrechung in Glasplatten bei statischer Biegung (Double réfraction des plaques de verre dans l'état de flexion statique). — P. 842-866, avec reproductions photographiques.

L'auteur a précédemment montré (1) que, dans les plaques de verre vibrant transversalement, se produisent deux sortes de double réfraction ; l'une provenant de la courbure des plaques, qui se manifeste aux ventres et donne lieu à des interférences signalées par Brewster (2) ; l'autre due aux forces de cisaillement, qui n'a pas encore été observée et qui dépend des réactions élastiques en jeu dans la flexion ; l'observation de ce phénomène permet de contrôler la théorie de Saint-Venant. L'auteur a pu mener à bien les observations, malgré le trouble qu'y apportait la double réfraction naturelle du verre employé, c'est-à-dire la double réfraction due à des tensions provenant d'un refroidissement trop rapide. Il est possible de séparer les deux actions signalées en utilisant deux modes particuliers de flexion, représentés

(1) *Ann. d. Phys.*, t. IV, p. 1-40 ; 1901 ; et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, 289.
(2) *Philos. Trans.*, 1816 ; Part I, p. 156-178.

schématiquement dans la *fig.* 1, *a* et *b*. Avec le mode *a*, la courbe de flexion est une circonférence, si l'on a soin de faire agir les forces fléchissantes dans le plan vertical contenant les points d'appui. Les axes de double réfraction sont alors parallèles et perpendiculaires à la

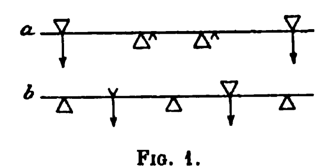


Fig. 1.

longueur de la lame; on a les franges de Brewster. Avec le mode *b*, il y a dans la lame fléchie des points d'inflexion où la courbure est nulle et qui correspondent aux nœuds des plaques vibrantes. La plaque examinée entre nicols croisés dans une direction normale au plan de flexion accuse, dans toute section droite contenant une ligne nodale, une double réfraction dont les axes sont à 45° de la direction de la longueur. L'interposition d'un coin de gypse montre que la double réfraction, nulle aux bords de la plaque, est maximum au milieu, ce qui s'explique très bien par la loi de Saint-Venant relative à la diminution des forces de cisaillement du milieu au bord.

La double réfraction due à la courbure est nulle non seulemen dans une section verticale comprenant le point d'inflexion, mais encore tout le long de la ligne neutre de la tige, ce qui permet d'observer en tous ces points l'effet des forces de cisaillement seules; l'emploi du coin de gypse permet de mesurer la valeur de la double réfraction par l'inflexion des franges, et on voit alors que l'effet optique est constant sur toute la distance comprise entre deux supports voisins. C'est encore là une justification de la théorie, la constance de la force de cisaillement qu'indique l'uniformité d'effet optique étant une des hypothèses faites pour traiter le problème statique.

Il résulte de ces observations que dans toute section verticale la distribution des forces de cisaillement doit être conforme à la théorie de Saint-Venant, comme cela a lieu pour les sections nodales. Donc, en chaque point d'une tige fléchie d'une manière quelconque, s'exercent à la fois des forces de tension et des forces de cisaillement, sauf aux nœuds et à la ligne neutre, où les premières sont nulles et aux bords supérieur et inférieur, ou ce sont les premières qui disparaissent. L'auteur donne ensuite un calcul qui rattache les forces

élastiques en chaque point défini par ses coordonnées, à la direction des axes de double réfraction et à la différence de phase observée, et qui lui permet, par conséquent, le contrôle de la théorie.

En même temps que le mémoire résout complètement le problème de la double réfraction dont une lame fléchie, il donne un moyen de déterminer jusque dans ses détails la distribution des tensions dans un corps élastique au moyen d'observations optiques. Mais la méthode s'applique seulement aux problèmes à deux dimensions, car elle suppose essentiellement que les forces sont les mêmes sur tout le trajet d'un même rayon. Or il n'en est pas ainsi, même dans le cas étudié, de sorte que le problème est encore beaucoup plus complexe.

P. Lugol.

P.-E. ROBINSON. — Der elektrische Widerstand loser Kontakte und Resonanzversuche mit dem Kohärer (Résistance électrique des contacts imparfaits et expériences de résonance avec le cohéreur). — P. 754-797.

1° *Résistance des contacts imparfaits.* — *Courant continu.* — Le contact, unique, a lieu entre des extrémités arrondies de deux tiges de métal suspendues à des fils de soie. Un circuit renfermant un accumulateur, divers rhéostats et un galvanomètre sensible, permet de mesurer la différence de potentiel et la résistance entre deux points voisins comprenant le contact.

Après avoir amené les deux tiges au contact et donné à la pression une valeur déterminée, on les sépare et on les remet de nouveau en contact.

On mesure la résistance sous une faible force électromotrice e_0, 0,1 volt environ ; c'est la résistance initiale.

2° On donne à la force électromotrice une valeur plus grande e_1 : on mesure la résistance. On ramène la force électromotrice à sa valeur initiale, on mesure de nouveau la résistance. Puis on porte la force électromotrice à la valeur $e_2 > e_1$; et ainsi de suite.

Résultats. — *Contact d'acier poli fin.* — La résistance r décroît constamment à mesure que la force électromotrice augmente. Pour une certaine valeur de e, la diminution devient tout d'un coup extrêmement rapide, et alors le contact fonctionne comme un cohéreur proprement dit.

La résistance initiale r_0 varie avec la pression, mais peut, pour une même pression, prendre des valeurs très différentes.

Quand on établit, entre les deux pôles du contact, une différence de potentiel déterminée, la résistance du contact ne prend pas immédiatement sa valeur définitive; mais elle s'approche d'abord très vite, puis plus lentement d'une certaine limite. L'équilibre définitif met plusieurs heures à s'établir; mais, au bout de quelques minutes, la résistance est assez près de sa valeur définitive pour qu'il soit inutile de prolonger davantage l'expérience.

La résistance est représentée à très peu près par une fonction linéaire de la différence de potentiel.

On a :

$$\frac{e}{a}+\frac{r}{b}=1;$$

a est la différence de potentiel qui rendrait la résistance nulle, s'il ne se produisait pas le phénomène particulier au cohéreur; b est la résistance initiale correspondant à une différence de potentiel infiniment faible.

Différence de potentiel critique. — C'est la différence de potentiel pour laquelle la résistance éprouve une diminution brusque : elle n'est pas constante, mais dépend de la pression et d'autres circonstances (voir ci-dessous).

Contact cohérent. — Quand la différence de potentiel dépasse la valeur critique, le contact devient cohérent. La résistance baisse brusquement de manière à ramener la différence de potentiel entre les pôles à 0,2 volt environ : c'est la différence de potentiel d'équilibre, qui ne dépend que de la pression. Sa diminution de résistance dépend de la résistance extérieure.

Explication. — Au-dessous de la différence de potentiel critique, on peut expliquer la résistance du contact en la considérant comme celle d'une couche élastique médiocrement conductrice, recouvrant les surfaces. La diminution de résistance produite par une différence de potentiel établie entre les deux surfaces résulte de la diminution d'épaisseur de cette couche, provoquée par l'attraction électrostatique. Quand la différence de potentiel diminue, cette attraction diminue aussi, et la couche reprend son épaisseur, en raison de son élasticité; la résistance augmente, mais sans revenir jusqu'à sa valeur primitive, parce que la couche intermédiaire n'est pas parfaitement élastique.

La différence de potentiel critique est celle qui suffit à provoquer la surface de la couche intermédiaire et à établir le contact réel

entre les pièces métalliques. Une différence de potentiel plus grande peut provoquer une nouvelle rupture, et par suite un nouvel abaissement de résistance.

D'ailleurs, il est possible de réaliser une telle couche intermédiaire. en interposant du pétrole ou en oxydant les surfaces. La différence de potentiel critique croît avec l'épaisseur de la couche d'oxyde.

Contact de zinc. — Mêmes résultats généraux que pour les contacts d'acier.

Contacts multiples. — Si plusieurs contacts identiques sont disposés en série, la différence de potentiel critique est plus petite que la somme des différences critiques de chaque contact pris individuellement : elle n'a pas de valeur déterminée.

La différence de potentiel d'équilibre est proportionnelle au nombre des contacts.

Effet des ondes électriques. — Il paraît probable que les ondes électriques agissent sur le cohéreur en portant les deux pôles à une différence de potentiel supérieure à la différence critique.

Fatigue du cohéreur. — Quand un cohéreur d'acier a été soumis pendant quelque temps à l'action des ondes électriques, la variation de la résistance devient très irrégulière et remonte. Le cohéreur est « fatigué ». Cette fatigue disparaît quand on passe les surfaces à l'émeri et qu'on les laisse ensuite s'oxyder légèrement : elle ne se produit pas sous l'action du courant continu. La différence de potentiel critique est plus grande pour le cohéreur fatigué.

Expériences de résonance. — Le cohéreur est inséré dans le circuit du résonateur. On fait varier la longueur de l'excitateur ; on porte en abscisses ses longueurs, et en données les résistances du cohéreur après l'action des ondes. Ces courbes présentent un minimum très net, qui correspond à la résonance, et la forme de ce minimum permet de juger de la grandeur de l'amortissement. Le cohéreur joue le rôle d'un conducteur (capacité infinie).

Effet des vibrations acoustiques. — Les cohéreurs sont sensibles aux ondes acoustiques, beaucoup moins toutefois qu'aux ondes électriques.

M. Lamotte.

R. GANS. — Ueber Volumänderung von Gasen durch elektrische Polarisation (Variation de volume des gaz par la polarisation diélectrique). — P. 815-842.

En s'appuyant sur les principes de la thermodynamique et sur le principe de la conservation de l'électricité, M. Lippmann a démontré

qu'un gaz de pouvoir inducteur ε sous la pression p, dans un champ uniforme d'intensité E, doit éprouver une variation de volume :

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{\varepsilon - 1}{8\pi}\frac{H^2}{p}.$$

Pockels, en considérant les tensions admises par Maxwell, arrive à la même conclusion.

Au contraire, Bos puis Drude, par la considération de certains cycles, démontrent que le gaz ne doit subir aucune variation de volume.

M. Gans retrouve la formule de M. Lippmann par deux démonstrations, l'une faisant appel seulement à la théorie de Maxwell, l'autre considérant un cycle. Cette dernière montre, en outre, que le résultat différent obtenu par Drude tient à ce qu'il n'a pas tenu compte de la pression électrostatique à la limite du gaz et du vide. En faisant l'expérience, il trouve en fait une variation de volume, dont le sens et l'ordre de grandeur sont ceux indiqués par la formule de M. Lippmann.

M. LAMOTTE.

M. SEDDIG. — Darstellung des Verlaufes der elektrischen Kraftlinien und insbesondere ihrer Richtungsänderungen durch Dielektrika (Représentation d'un champ de force électrique, et en particulier de la déviation imprimée aux lignes de force par les diélectriques). — P. 815-842.

Les deux électrodes, reliées aux pôles d'une machine électrique, sont en contact avec le fond d'une cuvette peu profonde; on verse dans cette cuvette un liquide isolant, dans lequel on a mis en suspension une petite quantité de poussière fine, isolante. Les grains de poussière s'orientent et s'amassent en se précipitant, suivant la direction des lignes de force.

C'est l'essence de térébenthine pure et anhydre qui donne les meilleurs résultats. De toutes les poussières essayées, il n'y a guère que la poudre de bois, le sulfate de quinine et la glycine (1), cette dernière surtout, qui fournissent de bonnes préparations.

On remue longtemps environ 0gr,5 de la poudre dans 100 centimètres cubes d'essence, jusqu'à ce que le liquide ne présente plus qu'un léger trouble uniforme. Agitant encore, on verse le tout dans la cuvette. L'opération est terminée quand le liquide surnageant s'est éclairci.

Il faut éviter toute agitation et éloigner tous les conducteurs.

(1) Révélateur photographique.

Pour obtenir des lignes bien continues, il faut faire tourner la machine très lentement, pour diminuer les courants de convection. On peut également produire le champ en reliant les électrodes aux armatures d'une bouteille de Leyde.

La hauteur du liquide qu'il convient de mettre dans la cuvette dépend des dimensions de cette dernière et varie entre $0^{cm},2$ et $0^{cm},5$. La cuvette elle-même doit avoir une conductibilité et un pouvoir inducteur aussi faibles que possible. On peut la fermer par exemple d'un anneau de verre collé à la gomme laque sur une feuille d'ébonite ou d'une feuille mince d'ébonite dont on a relevé les bords.

Une autre méthode consiste à mettre en suspension de la poudre de charbon de bois dans la paraffine fondue. On verse la paraffine fondue sur une lame de verre chauffée seulement en son milieu, la paraffine se solidifie sur les bords de la plaque et reste liquide au milieu sur une épaisseur de 3 à 4 millimètres. En se solidifiant, la paraffine fixe le dessin. Comme la couche est mince, elle est transparente et peut aisément être projetée ou reproduite par photographie.

On obtient les courbes de niveau au moyen de poudres isolantes, du sable bien sec par exemple, reparties sur des lames isolantes, dans l'air. Les figures se produisent à la faveur du vent électrique par un mécanisme analogue à celui qui donne naissance aux figures acoustiques de Kundt.

M. LAMOTTE.

J. ZENNECK. — Nachtrag zu meiner Arbeit « Über die Fortpflanzung magnetischer Wellen in Eisenzylindern » [Complément à mon mémoire : sur la propagation des ondes magnétiques dans les cylindres de fer (1)]. — P. 867-872.

La question a été traitée déjà par J.-J. Thomson, qui suppose seulement que la perméabilité est constante sur toute l'étendue du cylindre. M. Zenneck applique à ce cylindre des équations qui ne peuvent être démontrées que dans le cas des circuits magnétiques fermés.

Dans le cas où x (2) est petit vis-à-vis de 1, Thomson néglige les

(1) *J. de Phys.*, p. 595 de ce vol.

(2) $$x = r\sqrt{\frac{\pi n \lambda \mu}{8V^2}} = r\sqrt{\frac{\pi \cdot \pi n \lambda \bar{\mu}}{2}} \text{ C.G.S.}$$

r = rayon du cylindre;
n = fréquence;
λ = conductibilité du cylindre;
μ = perméabilité —
$\bar{\mu}$ = perméabilité — relative à l'air;
V = constante dépendant du système d'unités.

termes de l'ordre de grandeur de x^2, Zenneck les termes de l'ordre de x^4.

Dans le deuxième cas particulier, où x est grand vis-à-vis de 1, les résultats des deux calculs s'identifient en posant :

$$e_m = \frac{1}{\log\left(g^2 \frac{\mu}{x\sqrt{2}}\right)}$$

(g, constante de Gauss = 0,577, μ perméabilité du cylindre rapportée à l'air).

Le calcul de Thomson donne donc la valeur de Cm, dont dépendent les fuites magnétiques ; mais, dans le cas d'un faisceau de fils, il devient impossible de l'effeotuer rigoureusement.

Le facteur $x\sqrt{2}$ représente le rapport de l'impédance magnétique à la résistance ; l'importance des fuites croît en même temps que l'impédance, par conséquent. Il est probable que ce résultat est général.

M. Lamotte.

ERITZ THALER. — Die diffuse Reflexion des Lichtes an matten Oberflächen (Réflexion diffuse de la lumière sur les surfaces mates). — *Diss. inaug. de Kiel.* — P. 996-1019, avec une planche hors texte.

Des expériences sommaires de Wiener ont montré que le pouvoir réflecteur, pour une incidence i donnée, dépend non seulement de l'angle d'émission e, mais de l'angle du plan d'émission avec le plan d'incidence (azimut θ). L'auteur a mesuré au photomètre, en prenant comme unité la lumière renvoyée sous l'incidence normale dans une direction très voisine, l'intensité reçue dans une direction fixe dans l'espace pour différentes valeurs de l'incidence, de l'angle d'émission et de l'azimut, obtenues en rendant la plaque mobile autour de deux axes passant par son centre. Il a opéré sur une plaque de verre finement dépoli, une couche de magnésie obtenue en brûlant sous la précédente du ruban de magnésium, et trois plaques de plâtre de grains de plus en plus gros, obtenues la première en coulant du plâtre sur une plaque de verre, la seconde en frottant la précédente avec un tampon de laine douce, la troisième

en tamisant finement du plâtre au-dessus d'une lame de verre mouillée. Cette dernière se comporte d'une manière spéciale : ce qui montre que la grosseur du grain intervient dès qu'elle dépasse une certaine valeur, mais d'une manière que les expériences ne peuvent définir. Voici les résultats concernant les quatre premières plaques.

Pour i et e donnés, l'intensité croît avec θ et a son maximum pour $\theta = 180^\circ$ (pour la troisième plaque de plâtre, on trouve au contraire un minimum dans cet azimut. Ce maximum a lieu pour une valeur de e supérieure à la valeur correspondante de i. Sa valeur augmente avec l'incidence. Pour le verre, par exemple, elle est 0,9857 pour $i = 10^\circ$ et 2,1852 pour $i = 80^\circ$. Sous l'incidence normale, l'intensité pour une même valeur de e est constante.

L'auteur a construit, pour illustrer ses résultats, des modèles en carton dont quelques-uns sont représentés dans une planche hors texte.

P. Lugol.

MORITZ WEERTH. — Ueber Lamellentone (Sur les sons produits par les lamelles gazeuses). — *Diss. inaug. de Rostock*. — P. 1086-1099.

Un courant d'air chargé de fumée de tabac est lancé par une ouverture en forme de fente par un biseau parallèle à la fente et placé en face ; on a fait varier la pression, la largeur de la fente et la forme de sa section transversale (parois parallèles ou plus ou moins inclinées), la distance du biseau à la fente et sa position par rapport au plan de symétrie longitudinal de la fente, la rugosité des parois du biseau et leur angle. Le résultat le plus net est le suivant : La pression, la largeur de la fente, la distance et la position de l'arête du biseau semblent seules influer sur la hauteur du son ; la production du son semble nécessairement liée à un mouvement d'oscillation de la lamelle de part et d'autre du biseau, d'une amplitude telle que l'arête ne sorte jamais du jet gazeux ; cette oscillation pourrait être due à des accélérations ou compressions toutes locales dues au frottement sur un des côtés du biseau, et réagissant sur le jet. A signaler le fait que l'on peut avoir dans certaines conditions deux sons simultanés à l'octave ;

lorsqu'on augmente graduellement la pression, le son monte peu à peu, puis passe brusquement à l'octave ; on a alors deux sons simultanés qui montent avec la pression, l'octave grave diminuant graduellement d'intensité et finissant par disparaître (1).

P. LUGOL.

E. HAGEN et H. RUBENS. — Ueber Beziehungen des Reflexions-und Emissionsvermögen der Metalle zu ihrem elektrischen Leitungsvermögen (Relations du pouvoir réflecteur et du pouvoir émissif des métaux avec leur conductibilité électrique). — P. 873-902.

D'après la théorie de Maxwell, les transparences des métaux devraient se ranger dans le même ordre que leurs conductibilités électriques. Les expériences ne justifient pas cette prévision de la théorie en ce qui concerne les radiations de courte longueur d'onde dans le spectre ultra-violet et le spectre visible. Les écarts s'atténuent quand on considère des radiations de grande longueur d'onde, ce qui a conduit MM. Hagen et Rubens à chercher si la théorie se vérifierait pour les radiations infra-rouges.

Une relation analogue doit relier l'intensité de la radiation qui pénètre dans le métal et le pouvoir émissif. La détermination de la première grandeur se ramène à celle du pouvoir réflecteur, quand celui-ci diffère notablement de 1 ; dans le cas contraire, à celle du pouvoir émissif.

Pour mesurer le pouvoir réflecteur, MM. Hagen et Rubens recoivent sur une pile thermoélectrique l'une des raies du spectre infra-rouge, obtenue la première fois en prenant comme source le filament d'une lampe Nernst, la deuxième fois l'image réelle de ce filament, de même grandeur et de même position, produite par le miroir dont on détermine le pouvoir réflecteur. Celui-ci est donné par le rapport des déviations du galvanomètre.

Dans l'infra-rouge, les pouvoirs réflecteurs varient régulièrement, et les métaux gardent le même ordre. Les expériences ont porté sur l'argent, le cuivre, l'or, l'acier, le nickel, le bismuth, deux alliages de nickel, les alliages de Brandes, Schönemann et Rosse, le magnalium. En désignant le pouvoir réflecteur par R et la con-

(1) Cf. HEUSEN, *Ann. de Phys.*, t. X, p. 719 ; 1900 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 290 ; 1901. — FRIEDRICH, *Ann. de Phys.*, t. VII, p. 97 ; 1902 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 466 ; 1902.

ductibilité électrique par c, on a, à très peu près :

$$(1 - R)\sqrt{c} = C^{te} = C,$$

résultat d'accord avec la théorie de Maxwell.

La mesure des pouvoirs émissifs conduit aussi à la vérification de cette formule, pour $\lambda = 25{,}5\ \mu$ (rayons restants de la fluorine).

Pour que cette relation reste vraie à toute température, il faut que la conductibilité et le pouvoir émissif varient parallèlement : c'est ce que confirment les expériences.

La théorie de Maxwell montre que le coefficient d'extinction g et l'indice de réfraction ν des métaux sous l'incidence normale doivent avoir la même valeur numérique. Approximativement :

$$g = \nu = 5{,}48\sqrt{\varkappa\lambda}, \qquad \text{(Drude)}$$

comme :

$$R = 1 - \frac{2}{\nu} = 1 - \frac{2}{g},$$

$$g = \nu = \frac{2}{1 - R}.$$

Les coefficients g et ν se déduisent donc immédiatement du pouvoir émissif.

Dans le calcul théorique de la constante C interviennent seulement, outre les facteurs numériques, la vitesse de propagation des ondes lumineuses et leur longueur d'onde : ces grandeurs se déterminent par des expériences sur les radiations.

Le quotient du pouvoir émissif d'un métal pour la radiation λ par la constante C donne, quand on l'élève au carré, la résistance d'un fil du métal sur 1 mètre de longueur et 1 millimètre carré de section. On obtient ainsi une méthode de détermination de l'ohm, à l'aide d'expériences portant exclusivement sur les radiations.

J. BILLITZER. — Elektrische Doppelschicht und absolutes Potential. Kontaktelektrische Studien, I (Couche électrique double et potentiel absolu. Recherches sur l'électricité de contact, I). — P. 902-987.

Des fils fins, de $0^{mm},01$ à $0^{mm},05$ de diamètre, fondus en forme de petite boule à leur extrémité, sont suspendus par l'autre extrémité à un fil de quartz dans un électrolyte entre deux électrodes. On réunit ces électrodes aux pôles d'une source électrique donnant

220, 148, 72 ou 10 volts. Sur la surface commune du fil et de l'électrolyte se trouve une couche double. Sous l'action du champ, il se produit des forces pondéromotrices qui provoquent des déplacements du fil. Ces déplacements d'amplitude très faible sont observés au microscope. Ils doivent changer de sens avec le signe de la couche double et s'annuler avec elle.

Par conséquent, on peut, de cette façon, déterminer le point d'inversion, c'est-à-dire la force électromotrice de polarisation qui annule la couche double.

Le platine chargé d'hydrogène est négatif vis-à-vis des dissolutions acides ou alcalines faibles: chargé d'oxygène, il reste négatif vis-à-vis des dernières, mais devient positif vis-à-vis des premières.

Le mercure donne difficilement l'inversion quand on ajoute de l'azotate mercurique seulement à l'électrolyte. On ne réussit pas à l'obtenir avec l'argent dans une dissolution d'azotate d'argent de concentration croissante.

On peut encore déterminer le point d'inversion en étudiant le transport électrique des métaux réduits à l'état colloïdal; ou encore le phénomène inverse (voir le mémoire suivant), c'est-à-dire le courant produit par le déplacement de particules métalliques à travers un électrolyte.

Les trois méthodes conduisent au même résultat pour les métaux étudiés (platine, or, palladium, argent, mercure, cuivre et fer). Le point d'inversion correspond à une différence de potentiel de — 0,4 volt entre le métal et l'hydrogène. La présence des sels complexes est sans influence.

Ces résultats, qu'il est malaisé de concilier avec les propriétés attribuées par Helmholtz à la couche double, s'expliquent assez facilement dans la théorie de Nernst. Suivant la concentration de la dissolution, le métal lui cède des ions ou en reçoit d'elle : il prend une charge négative ou positive. Pour une certaine concentration, il y a équilibre : c'est-à-dire que le métal reçoit autant d'ions qu'il en cède. Mais, en raison de la grande capacité des ions, la quantité de métal nécessaire pour produire cet équilibre est inappréciable, à moins qu'on n'admette que la couche double est en grande partie dissociée.

M. Lamotte.

J. BILLITZER. — Ueber die Elektricitätserregung durch die Bewegungen fester Körper in Flüssigkeiten. Kontaktelektrische Studien, II (Sur le courant électrique dû aux mouvements de corps solides dans des liquides. Études d'électricité de contact, II).

Des particules solides tombant à travers un électrolyte produisent un courant dont le sens dépend du signe de la charge des particules. Si cette charge est positive, le courant d'électricité positive est dirigé dans le sens de la chute [1].

L'intensité de ce courant décroît quand on augmente la longueur du tube, par suite de l'augmentation de résistance.

Au voisinage des électrodes terminales, le potentiel varie beaucoup plus rapidement que dans la région intermédiaire. Si on supprime le contact entre le métal qui tombe et l'électrode, en donnant à cette dernière la forme d'un anneau, la variation du potentiel devient continue.

Pendant la chute du métal, chaque élément du tube forme un élément de pile de concentration. Le métal entraîne dans son mouvement les couches voisines du liquide; mais les ions ne peuvent qu'en partie suivre ce mouvement à cause de leur faible mobilité. Il s'ensuit une différence de concentration entre le liquide qui accompagne le métal et celui qu'il traverse.

L'intensité du courant augmente très rapidement avec la température et croît aussi avec la capacité du morceau de métal qui tombe. Elle est d'autant plus grande que le potentiel du métal est plus élevé (en prenant le potentiel de l'électrolyte pour origine).

M. LAMOTTE.

P. DRUDE. — Elektrische Eigenschaften und Eigenschwingungen von Drahtspulen mit angehängten geraden Drähten oder Metallplatten (Propriétés électriques et oscillations propres des bobines avec appendices, fils rectilignes ou plaques de métal). — P. 957-996.

Si on attache aux deux extrémités d'une bobine des fils métalliques d'égale longueur, la période est changée; le changement dépend des paramètres caractéristiques de la bobine, puis de la longueur, du diamètre et de la couverture isolante du fil (antenne).

Le système est caractérisé par un coefficient β, qu'on peut appeler

(1) DORN, *Wied. Ann.*, t. X, p. 70; 1880.

coefficient de transmission, dont dépend la proportion de l'amplitude (de l'intensité ou du potentiel) qui passe de la bobine aux fils, ou inversement.

Soient γ' la capacité par unité de longueur dans la bobine, γ cette capacité dans le fil rectiligne, λ' et λ les longueurs d'onde des oscillations de la bobine et du fil quand ils sont accouplés, λ'_0 et λ_0 ces longueurs d'onde quand ils sont séparés, l la longueur du fil (de chaque côté de la bobine).

$$(1)\quad \beta = \tang\frac{\pi}{2}\frac{\lambda'_0}{\lambda'}\tang 2\pi\frac{l}{\lambda_0} = \tang\frac{\pi}{2}\frac{\lambda_0}{\lambda}\tang 2\pi\frac{l}{\lambda} = \cotg\frac{\pi}{2}\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda}\tang 2\pi\frac{l}{\lambda}.$$

La longueur d'onde λ_0 se calcule en fonction des paramètres de la bobine par la méthode indiquée dans le mémoire précédent ; λ peut être déterminé expérimentalement ; on a donc le moyen de calculer β.

Le coefficient β dépend des caractéristiques de la bobine et du rapport de la longueur de l'antenne à son diamètre. Quand ce rapport est grand, β n'en dépend que par l'intermédiaire de la capacité γ.

Pour un fil mince et isolé :

$$\gamma = \frac{1}{2\log\frac{l}{\rho}}.$$

Mais, à cause des charges portées par les antennes, la capacité est plus grande que ne le fait prévoir cette formule. D'autre part, cette capacité est diminuée par l'effet d'écran qu'exercent sur l'antenne les surfaces terminales des bobines. Ces deux influences sont d'autant plus prononcées que les antennes sont plus courtes.

Posons :

$$\beta = \beta' \log nat\,\frac{l}{\rho};$$

β' ne dépendra plus que de la bobine.

Effectivement, les expériences conduisent aux résultats suivants :

$l:\frac{\lambda}{2} > 0{,}06$, β' ne dépend guère que de la bobine ;

$l:\frac{\lambda}{2} < 0{,}06$, β' est d'autant plus grand que l est plus petit (effet d'écran) ;

$l : \frac{\lambda}{2} > 0{,}25$, β' décroît un peu quand l augmente (effet des charges réparties sur les antennes).

Deux bobines identiques entre elles, mais enroulées sur des carcasses différentes et plongées dans des milieux différents, ne diffèrent au point de vue du calcul que par γ'. Or γ' est proportionnel à λ_0^2 et par suite à $f\sqrt{\frac{h}{22}}$ (Cf. le mémoire précédent) (1).

L'équation (1) donne donc la période propre munie d'une antenne. Suivant l'axe de grandeur de l', on a :

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{4l}{\beta} \qquad \frac{l}{\lambda_0} \text{ petit vis-à-vis de } 1,$$

$$\lambda = 4l + \frac{\lambda_0}{\beta} \qquad \frac{l}{\lambda_0} \text{ grand vis-à-vis de } 1.$$

Dans les cas intermédiaires, il faut résoudre l'équation transcendante.

Une bobine munie d'une antenne possède donc deux systèmes de périodes, comprenant chacun une période fondamentale et des vibrations supérieures. L'une des vibrations fondamentales dépend surtout de λ_0, l'autre de λ : elles deviennent identiques quand

$$l = \frac{\lambda_0}{4}.$$

C'est la vibration la plus lente qui est la plus intense et de beaucoup la plus importante dans la télégraphie hertzienne.

Comme l'antenne n'est jamais à une distance infinie des autres conducteurs, l'expérience donne toujours pour λ une valeur de 5 0/0 environ supérieure à la valeur théorique.

Une antenne recouverte d'un isolant donne une longueur d'onde un peu plus grande qu'une antenne nue de mêmes dimensions.

Antenne multiple. — Une antenne multiple agira comme une antenne simple, dont le rayon ρ serait plus grand que celui des fils simples qui la composent (rayon équivalent).

Le rayon équivalent d'une antenne cylindrique est indépendant de la longueur de l'antenne et de la bobine à laquelle elle est reliée ; il croît avec le nombre des fils et est un peu plus grand que celui du cylindre.

(1) Drude's *Ann. d. Phys.*, t. IX, p. 293 et p. 590 ; *Journ. de Phys.*, p. 284 de ce vol.

Si l'antenne a la forme d'un cône, le rayon équivalent est encore indépendant de la bobine, et à peu près indépendant de la longueur; il est à peu près la moitié du rayon équivalent de l'antenne cylindrique de même base [1].

Antennes hétérogènes. — Dans les antennes partie simples, partie multiples, l'intensité des ondes est moindre que dans une antenne simple, à cause des réflexions qui se produisent aux points où l'antenne change de propriétés.

Capacité reliée à la bobine. — On peut remplacer la moitié de l'antenne de longueur l par une capacité C reliée à la bobine par un fil de longueur l'. Il faut que :

$$C = \frac{\alpha}{2 \log \frac{l}{\rho}} (l - l') \left[1 + \frac{1}{3} \left(2\pi \frac{l - l'}{l}\right)^2\right],$$

α étant un coefficient qui diffère peu de l'unité. Ce coefficient ne dépend ni de la bobine, ni du diamètre de l'antenne. Si l' est grand, α ne dépend pas non plus de la forme du conducteur qui forme la capacité C.

Au point de vue de l'intensité, il y a grand avantage à équilibrer une antenne unique par une capacité reliée à l'autre extrémité de la bobine (transmetteur de Braun).

Transmission et réflexion des ondes électriques à l'extrémité commune de la bobine et de l'antenne. — Si le coefficient de transmission β est petit, la bobine étouffe les ondes qui se propagent dans le fil; à l'extrémité du fil, il y a réflexion presque totale avec changement de signe. Au contraire, les ondes produites dans la bobine se réfléchissent à l'extrémité, sans changement de signe; l'amplitude du courant dans le fil est presque doublée.

Selon que β est plus grand ou plus petit que 1, l'amplitude de variation du potentiel à l'extrémité de l'antenne est plus grande ou plus petite qu'elle ne serait à l'extrémité de la bobine sans antenne. Mais, de toutes façons, l'emploi de grosses antennes ou d'antennes multiples a l'avantage d'augmenter la quantité d'énergie rayonnée.

M. LAMOTTE.

[1] Cette base est la plaque circulaire qui tient les fils écartés à l'extrémité voisine de la bobine.

G. QUINCKE. — Die Bedeutung der Oberflächenspannung für die Photographie mit Bromsilbergelatine und eine neue Wirkung des Lichtes (Importance de la tension superficielle dans la photographie au gélatino-bromure d'argent et nouvelle action de la lumière). — P. 1100-1121.

L'opération dite mûrissement des plaques au gélatino-bromure les rend beaucoup plus sensibles à l'action de la lumière. Les grains qui prennent naissance pendant cette opération sont formés d'un gélatino-bromure huileux A, et non de bromure d'argent.

Dans le gélatino-bromure non mûri, les grains de gélatino-bromure huileux sont enveloppés d'une membrane d'épaisseur inappréciable formée de gélatine plus hydratée et plus pauvre en bromure C. Pendant le mûrissement, la surface de cette membrane diminue, son épaisseur augmente, et elle se sursature de bromure d'argent. De cette solution sursaturée, se séparent lentement des particules invisibles de bromure qui restent en suspension dans la membrane. Au moment du refroidissement, les liquides A et C se solidifient, ou tout au moins deviennent très visqueux.

Les procédés de photographie pratique, après avoir accru la surface de ces liquides A et C, la font diminuer de nouveau par l'addition d'un liquide étranger (brome, ammoniaque, alcool) et provoquent ainsi la séparation de grains invisibles de bromure d'argent.

Sous l'influence de la lumière, le bromure se dédouble en brome et métal. Le premier se diffuse sur la surface du gélatino-bromure A, les grains d'argent métallique adhèrent à la surface de A et à celle de C, forment l'image latente et servent d'amorce à la précipitation d'autres grains de métal, précipitation provoquée par les développateurs.

Avec le temps, les plaques perdent de leur sensibilité parce qu'une partie du bromure précipité se redissout ou que les parois de gélatino-bromure se solidifient.

L'action de la lumière sur le bromure d'argent est un effet de résonance : elle est d'autant plus intense que l'amplitude d'oscillation des particules est plus grande et que la masse de ces particules est plus petite.

Cette manière de voir explique nombre de faits observés en photographie.

M. LAMOTTE.

J. ZENNECK. — Die Energieverhältnisse in oszillatorischen magnetischen Kreisen (Propriétés des circuits magnétiques oscillants au point de vue de l'énergie). — P. 1121-1135.

Dans un circuit électrique parcouru par des courants alternatifs, l'énergie dépensée en une seconde est $r\,\frac{I^2}{2}$, r étant la résistance ohmique, I l'amplitude de l'intensité. L'énergie échangée, c'est-à-dire reçue et cédée de nouveau par le circuit en une seconde est $\frac{1}{2}\,n\,LI^2$, L étant le coefficient d'induction propre, n la fréquence.

Dans le circuit magnétique, c'est l'inverse : l'énergie dépensée est proportionnelle à l'impédance magnétique $\pi n L_m$, l'échange d'énergie à la résistance magnétique r_m ou r'_m.

Soit une bobine en forme de tore ; on y introduit un noyau de fils de fer fins dont la perméabilité est μ ; le flux d'induction maximum qui était Q devient Q_0. On a :

$$\frac{Q}{Q_0} = \mu \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r'_m}{r_m}\right)^2 + \left(\frac{\pi n L_m}{r_m}\right)^2}}.$$

L'énergie dissipée par les courants de Foucault dans le noyau a pour valeur :

$$W_F = \pi n L_m \,.\, \pi n \frac{Q^2}{2},$$

soit par unité de longueur et unité de section :

$$\frac{1}{\mu}\left(\frac{\pi n L_m}{r_m}\right) \pi n \frac{Q^2}{2}.$$

En général, le calcul ne peut se faire qu'à l'aide des fonctions de Bessel. Les formules se simplifient par des approximations dans deux cas particuliers. Soit r le rayon de l'un des fils de fer du noyau, λ sa conductibilité.

Si

$$x = \frac{r}{2}\sqrt{\frac{\pi n \lambda \mu}{2V^2}}$$

est tel que x^4 soit négligeable vis-à-vis de 1, on a, à peu près :

$$\frac{Q}{Q_0} = \mu,$$

$$W_F = \mu x^2 \frac{\pi n}{V^2} \frac{I^2}{2} = \mu \frac{x^2}{\mu} \pi n \frac{Q^2}{2};$$

c'est ce qui arrive tant que les fils n'ont pas un rayon supérieur à $0^{mm},5$.

Si au contraire x est grand vis-à-vis de 1 :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\mu}{x\sqrt{2}},$$

$$W_F = \frac{x}{\mu} \pi n \frac{Q^2}{2} = \frac{\mu}{x} \frac{\pi n}{2V^2} \frac{I^2}{2}.$$

Dans ce dernier cas, quand la fréquence augmente, il arrive un moment où la présence du noyau n'augmente plus le flux d'induction et même le diminue. Quand le noyau subit une modification qui fait augmenter le flux, cette modification entraîne un accroissement de l'énergie dissipée par les courants de Foucault. La dissipation d'énergie est d'autant plus grande que les fils sont plus minces.

Aussi l'emploi d'une bobine à noyau pour les oscillations de haute fréquence, comme celles qu'emploie la télégraphie sans fil, n'a pas grand avantage : l'augmentation du flux d'induction étant accompagnée d'une augmentation importante de la dissipation d'énergie et de l'amortissement.

Toutes choses égales d'ailleurs, les noyaux en fer pulvérulent donnent un accroissement du flux plus grand que les noyaux en fils; la dissipation d'énergie est plus faible, mais encore assez grande pour rendre très problématique l'avantage à retirer de l'emploi de ces noyaux.

M. LAMOTTE.

J. ZENNECK. — Elektrischer und magnetischer Widerstand bei Schwingungen (Résistance électrique et résistance magnétique dans le cas des oscillations). — P. 1135-1142.

L'auteur donne des courbes qui permettent de trouver la résistance et l'induction propre électrique ou magnétique pour les oscillations quand on connaît la résistance pour l'état stationnaire.

M. L.

C. BARUS. — Bemerkungen über die Schmidt'sche Theorie der Phosphoremanation (Remarques sur la théorie de Schmidt relative à l'émanation du phosphore). — P. 1142-1145.

Pour répéter les expériences de Schmidt, il suffit de presser un morceau de phosphore entre deux toiles métalliques et d'en approcher un bâton de cire électrisé. On observe aisément que les fumées sont attirées par le bâton de cire et repoussées par les toiles métalliques.

Le nombre des particules par centimètre cube au voisinage du phosphore doit être beaucoup plus grand qu'au voisinage d'un liquide, même fortement pulvérisé. Aussi, dans le cas du phosphore, le phénomène suit une loi analogue à la loi d'Ohm, tandis que, dans le cas du liquide, le courant devient constant dès que la différence de potentiel est un peu grande.

Si on conduit l'air qui a passé sur le phosphore directement à travers les armatures d'un condensateur, on obtient des courants intenses. Ces courants deviennent à peu près nuls, quand on fait auparavant passer l'air dans un grand flacon.

La présence de particules conductrices ne suffit pas à rendre l'air conducteur. Il faut donc admettre que tout le nuage de fumée de phosphore est ionisé.

M. LAMOTTE.

E. FLATOW. — Ueber die Dispersion der sichtbaren und ultravioletten Strahlen in Wasser und Schwefelkohlenstoff bei verschiedenen Temperaturen (Dispersion des rayons visibles et ultra-violets par l'eau et le sulfure de carbone à différentes températures) (*Diss. inaug. de Berlin*). — P. 85-106.

Ce travail s'inspire directement d'un mémoire de Martens analysé dans ce recueil [1], et auquel nous renvoyons le lecteur, pour l'exposé théorique et les notations. Les mesures d'indices ont été faites sur l'eau à 0°, 20°, 40°, 60° et 80°, sur le sulfure de carbone à —10°, 0°, 20°, 40°, pour 18 radiations, dont 12 dans l'ultra-violet et 6 dans le spectre visible.

Les valeurs trouvées pour les *indices absolus* correspondants ont servi à calculer les constantes m, m', λ', de la formule de Helmholtz-

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 333; 1902.

Ketteler simplifiée :

$$(1) \qquad n^2 = m + \frac{m'\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda'^2} - k\lambda^2,$$

où λ est la longueur d'onde considérée, λ' la longueur d'onde de la vibration propre du corps, correspondant à l'absorption et à la réflexion métalliques ; k a été emprunté au mémoire de Martens.

On a également examiné la formule de Lorentz-Planck, qui, sous sa forme simplifiée et correspondant aux conditions pour lesquelles (1) est valable, prend la forme :

$$n^2 = 1 + \frac{\frac{3g}{1-g}\lambda^2}{\lambda^2 - \left(\frac{\lambda_0}{\sqrt{1-g}}\right)^2},$$

où g représente le volume des molécules résonantes contenues dans l'unité de volume, c'est-à-dire une quantité proportionnelle à la densité, et λ_0 la longueur d'onde de la radiation absorbée.

On a enfin calculé, pour les longueurs d'onde 214, 267 et 589, les expressions bien connues :

$$e = \frac{n-1}{d} \quad \text{et} \quad e' = \frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{1}{d}.$$

Eau. — Les indices calculés par la formule d'Helmholtz-Ketteler s'accordent, à quelques unités près du cinquième ordre décimal, avec les indices observés ; les nombres obtenus indiquent l'existence, vers 127 $\mu\mu$, d'une bande d'absorption qui semble se déplacer de 0,03 μ par degré vers les courtes longueurs d'onde quand la température s'élève, et qui appartient vraisemblablement à l'oxygène, car ce corps n'est transparent que jusqu'à 185 $\mu\mu$, tandis que l'hydrogène l'est jusqu'à 128 $\mu\mu$.

Le coefficient g de la formule de Lorentz-Planck, calculé en posant $m' = \frac{3g}{1-g}$, n'est pas exactement proportionnel à la densité.

La dispersion diminue quand la température s'élève ; l'indice diminue également pour toutes les radiations étudiées, et d'autant plus rapidement que la température est plus élevée ; la variation pour 1° décroît légèrement quand λ augmente ; la température influe donc sur l'indice de la même manière que sur la densité ; cependant

e diminue nettement quand la température s'élève; les variations de e' sont moins grandes et ne paraissent pas manifester de marche systématique; aucune de ces expressions ne peut être considérée comme constante.

Sulfure de carbone. — L'accord entre l'observation et le calcul fait en déterminant les constantes au moyen des λ 589, 441, 361 est bon dans le spectre visible, tout à fait mauvais dans l'ultra-violet; d'ailleurs, la bande d'absorption 320 $\mu\mu$ a empêché de mesurer l'indice entre 280 $\mu\mu$ et 350 $\mu\mu$; on ne peut rien dire de certain au sujet de l'influence de la température sur λ'. L'indice diminue lentement quand la température s'élève; le coefficient de température, $-\frac{\Delta n}{\Delta t}$, décroît quand λ croît, très rapidement dans l'ultra-violet, très lentement dans le spectre visible.

La constante diélectrique déduite des expériences est $m + m' = 2{,}5620 - 0{,}0024\ t$; elle diffère notablement de la valeur indiquée par Ratz [1], $D = 2{,}6606 - 0{,}00249\ t$. Le désaccord doit provenir de l'existence dans l'infra-rouge d'une bande d'absorption dont on n'a pas tenu compte; la valeur assignée à la longueur d'onde de cette bande, d'après la grandeur de $D - (m + m')$, est 18 $\mu\mu$.

Les expériences donnent immédiatement le coefficient de température à pression constante; on peut, en utilisant une formule donnée par Pockels [2] et les mesures du coefficient de variation de l'indice avec la pression à température constante, faites pour $\lambda = 589$ par Röntgen et Zehnder [3], calculer le coefficient de température à volume constant; il est presque nul, pour l'eau aussi bien que pour le sulfure de carbone, ce qui semble indiquer que, dans son action sur l'indice, la température intervient surtout en modifiant la densité.

La valeur de λ' calculée par la formule d'Helmholtz-Ketteler est 227 $\mu\mu$; la bande d'absorption correspondante est due au soufre, d'après Martens; la formule de Lorentz-Planck conduit à 185 $\mu\mu$; des mesures directes d'absorption par une solution alcoolique de sulfure de carbone et l'application de la méthode des rayons restants à une goutte de sulfure de carbone écrasée entre une plaque de fluorine et une plaque de verre conduisent à des valeurs très voisines de 227 $\mu\mu$ et rendent la seconde valeur, 185, tout à fait improbable.

(1) *Zeitschr. f. phys. Chem.*, XIX, p. 94; 1896.
(2) *Ann. d. Phys.*, IV; 1901.
(3) *Wied. Ann.*, XXXXIV, p. 24; 1891.

Nous extrayons, des nombreux tableaux numériques qui accompagnent le mémoire, les valeurs des indices relatifs à 20° et les coefficients de variation de 20 en 20°; pour l'eau et la raie D, les nombres donnés sont supérieurs de 3 ou 4 unités du 5e ordre à ceux de Rühlmann, rapportés dans les *Données numériques* de M. Dufet, t. 1, p. 87; à 0°, 20°, 40° et 60° à 80°, la différence, toujours dans le même sens, atteint 3 unités du 4e ordre.

Eau

	λ (dans l'air)	N_{20} (rel.)	$N_0 - N_{20}$	$N_{20} - N_{40}$	$N_{40} - N_{60}$	$N_{60} - N_{80}$
Cd...	214,45	1,40397	$106 \cdot 10^{-5}$	$256 \cdot 10^{-5}$	$384 \cdot 10^{-5}$	$457 \cdot 10^{-5}$
Cd...	219,47	1,39883	107	255	382	455
Cd...	226,51	1,39257	106	259	379	457
Cd...	231,29	1,38878	107	256	382	454
Au..	242,81	1,38103	110	257	376	453
Cd...	257,32	1,37344	106	254	376	452
Au..	267,61	1,36904	106	251	373	450
Cd...	274,87	1,36637	105	252	371	447
Al...	308,23	1,35671	100	249	368	443
Cd...	340,36	1,35044	98	246	366	439
Cd...	361,19	1,34738	99	243	363	436
Al...	394,41	1,34366	95	244	361	433
Cd...	441,59	1,33981	93	242	358	431
Cd...	467,83	1,33815	91	240	355	429
Cd...	480,01	1,33750	88	236	355	430
Cd...	533,85	1,33499	86	235	352	425
Na...	589,31	1,33300	84	233	353	420

CS^2

λ	N_{20}	$\frac{N_{-10} - N_0}{20}$	$\frac{N_0 - N_{20}}{20}$	$\frac{N_{20} - N_{40}}{20}$
267	2,08823	—	175,3	—
274	2,00474	150,2	150,8	149,5
361	1,73806	97,8	95,8	100,0
394	1,70180	90,0	90,7	95,3
441	1,67135	83,6	86,0	90,8
467	1,65923	81,6	84,4	87,3
480	1,65466	80,2	83,5	86,8
508	1,64541	78,9	82,5	86,0
533	1,63877	78,2	81,6	84,4
589	1,62761	77,9	80,2	82,5

P. LUGOL.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

T. LXX (*fin*).

J.-C. BOSE. — On the strain Theory of photographic Action (Sur la théorie mécanique de l'action photographique). — P. 185-193.

Dans ce troisième mémoire, annoncé par l'auteur dans sa communication au Congrès de Physique de 1900 (1), M. Bose cherche à montrer comment quelques-uns des phénomènes les plus obscurs de la photographie reçoivent, de sa théorie, une interprétation simple.

Voici les conclusions auxquelles il est arrivé :

1° La lumière produit une déformation moléculaire;

2° Comme les propriétés physico-chimiques d'une substance sont modifiées par une déformation mécanique, il est possible de développer l'image latente en profitant de la différence produite par la lumière dans les propriétés suivantes des portions exposées et non exposées : *a*) différence dans le pouvoir adhésif (développement d'un daguerréotype par la vapeur de mercure ou par la vapeur d'eau); *b*) différence dans la stabilité chimique (développement par les agents réducteurs);

3° La déformation moléculaire peut être produite non seulement par les radiations visibles ou invisibles, mais encore par l'induction électrique ou la perturbation mécanique. Les images latentes produites par ces dernières actions peuvent être développées (inductoscripts, développement des empreintes de pression);

4° Presque toutes les substances sont sensibles à la radiation, mais l'effet ne peut être rendu visible dans tous les cas : *a*) à cause du manque de développateur chimique convenable; *b*) à cause du rapide retour automatique. L'effet moléculaire dû à la radiation peut cependant être démontré par les méthodes de variation de la résistance ou de la force électromotrice;

5° La période latente d'inertie triomphante correspond à la période d'induction photographique;

6° La disparition de l'image latente est due au retour automatique;

7° En raison de la tendance vers le retour automatique, l'effet de

(1) *Rapp. du Congrès de Phys.*, t. III, p. 575; 1900.

la radiation ne dépend pas seulement de la quantité totale de lumière, mais encore de la durée de l'illumination. Les effets photographiques des illuminations intermittentes ou continues ne sont pas les mêmes ;

8° L'action continue de la radiation produit des effets récurrents ;

9° Les effets moléculaires produits par la lumière et la radiation électrique sont semblables.

W. ROSENHAIN. — A Note on the Recrystallisation of Platinum (Note sur la recristallisation du platine). — P. 252-254.

On sait que l'action prolongée d'une haute température rend le platine cassant et que la surface du platine qui a été exposée à la flamme présente l'apparence du fer galvanisé. Ce phénomène a été généralement attribué à l'action du carbone et même de l'acétylène [1]. L'auteur ayant étudié le phénomène au moyen du microscope n'arrive pas à la même conclusion.

Il constata qu'un creuset de platine qui avait été fréquemment exposé à la flamme d'un chalumeau ordinaire présentait une multitude de corrosions démontrant clairement que cette apparence est due à de véritables cristaux métalliques dont la surface a été corrodée par quelque agent chimique. Si l'on attaque par l'eau régale le platine ainsi modifié, le phénomène devient plus manifeste, et, si l'on brise le platine, on constate que la structure cristalline, visible à la surface, existe également à l'intérieur.

D'après l'auteur, le phénomène observé est dû à une simple recristallisation du platine.

H.-B. JACKSON. — On some Phenomena affecting the Transmission of electric Waves over the surface of the Sea and Earth (Sur quelques phénomènes affectant la transmission des ondes électriques à la surface de la mer et de la terre). — P. 254-272.

Dans une étude systématique des perturbations qui peuvent se produire dans la propagation des ondes électriques sur terre et sur mer, l'auteur a été amené aux conclusions suivantes :

1° Une terre intermédiaire réduit, dans tous les cas, la distance à

(1) J.-J. Redwood, *Soc. Chem. Industry Journal*, t. XVII, p. 1107 ; — et *Zeitschrift für Analyt. Chem.*, Heft 6, p. 411 ; 1901.

laquelle les signaux peuvent être envoyés entre deux stations; cette diminution de la distance varie avec la hauteur, l'épaisseur, le contour et la nature de la terre qui se trouve entre les deux stations. L'énergie des ondes qui ont traversé, passé par dessus ou contourné de tels obstacles se trouve affaiblie;

2° Des particules matérielles, comme des poussières ou des sels en suspension dans l'air humide, réduisent la distance des signaux probablement par suite d'une dissipation ou d'une absorption des ondes;

3° Les perturbations électriques de l'atmosphère sont nuisibles à la transmission régulière des ondes;

4° Un système de transmission dans lequel les oscillations sont rapidement amorties est irrégulier dans son action sur les récepteurs éloignés.

J.-C. BOSE. — On electromotive Wave accompanying mechanical Disturbance in Metals in contact with Electrolyte (Sur l'onde électromotrice accompagnant une perturbation mécanique dans les métaux en contact avec un électrolyte. — P. 273-294.

Dans cet intéressant mémoire, l'auteur arrive aux curieux résultats suivants :

1° Une perturbation moléculaire produite par un stimulus mécanique donne toujours naissance à une perturbation électrique. Dans la majorité des cas, dans les conditions normales, le courant de réponse électrique dans un fil est dirigé de la partie la moins modifiée vers la plus modifiée;

2° La réponse électrique peut être obtenue par la méthode du bloc ou par la méthode des variations positive ou négative;

3° La variation de force électromotrice disparaît en même temps que la perturbation mécanique;

4° L'intensité de la variation électrique produite par une perturbation donnée est modifiée par les conditions moléculaires du fil. Le recuit ou une vibration continue préalable augmentent l'effet électrique;

5° La réponse anormale due à une modification moléculaire est transformée en réponse normale par une vibration continue;

6° L'intensité de la variation électromotrice augmente avec l'intensité du stimulus;

7° Dans une courbe obtenue en prenant pour ordonnées les effets électriques et pour abscisses les amplitudes de la vibration, la première partie est faiblement convexe vers l'axe des abscisses, la seconde est sensiblement droite, la troisième concave. Par l'augmentation du stimulus, la variation électrique tend vers une limite;

8° Une vibration continue produit un effet électrique maximum, qui est défini pour une amplitude de vibration donnée. Une courbe montrant la relation entre l'effet maximum et l'amplitude de la vibration présente les mêmes particularités que dans le cas précédent;

9° Les courbes cycliques manifestent des phénomènes d'hystérésis. Les courbes d'aller et de retour tendent à coïncider après plusieurs cycles. Un recuit préalable réduit l'hystérésis;

10° Les agents chimiques peuvent modifier profondément l'excitabilité électrique. Quelques-uns l'augmentent, d'autres la diminuent ou même l'annihilent. Les effets ultérieurs persistent quelquefois très longtemps;

11° L'effet d'une solution diluée est quelquefois opposé à celui d'une solution concentrée;

12° En touchant différents points du fil avec différents réactifs, l'excitabilité de ces portions est rendue inégale. Une variation électromotrice résultante peut alors être obtenue en faisant vibrer le fil entier. Le courant, dans le fil, va de la partie la moins excitable vers la plus excitable;

13° Des traces invisibles de changement physico-chimique peuvent être décelées par cette méthode;

14° Les agents chimiques changent non seulement l'excitabilité, mais encore la rapidité de la réponse. Deux points ayant deux rapports d'excitation différents peuvent ainsi donner naissance à des effets diphasiques.

A. GRAY et A. WOOD. — On the Effect of a longitudinal magnetic Field on the internal Viscosity of Wires of Nickel and Iron, as shown by Change of the Rate of subsidence of torsional Oscillations (Sur l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur la viscosité interne de fils de nickel et de fer manifesté par le changement du décrément des oscillations de torsion). — P. 294-302.

Les auteurs partent de l'hypothèse que les aimants élémentaires dans l'état non magnétique ne sont pas complètement désorientés, mais forment des chaînes fermées. On peut prévoir dès lors qu'une

aimantation longitudinale doit avoir une influence sur les oscillations de torsion.

Pour le fer et pour une aimantation croissante, le décrément des oscillations diminue d'une façon continue. Pour des fils de nickel commercial, on constate que le décrément augmente d'abord, passe par un maximum pour une valeur déterminée du champ, puis diminue. Ces résultats sont considérablement modifiés par une altération de l'état de la substance, quand on la passe à la filière, par exemple, ou qu'on la porte au rouge.

Le décrément varie également avec l'amplitude des oscillations. D'après les recherches de Tomlinson ([1]), il y aurait une augmentation de la viscosité pour un champ de 35 unités. Ce résultat est en contradiction avec les effets observés par MM. Gray et Wood. Mais il est à remarquer que les amplitudes extrêmes employées par M. Tomlinson furent seulement de 10° pour un fil de 1 mètre de long, tandis qu'elles atteignaient 90° dans les expériences actuelles.

En opérant de la même façon sur un fil de cuivre, les auteurs n'ont constaté aucun effet analogue.

Les résultats pour le nickel, le fer et l'acier sont représentés par de nombreux diagrammes.

H. RAMAGE. — The Spectra of Potassium, Rubidium and Cœsium, and their mutual Relations (Les spectres du potassium, du rubidium et du cœsium, et leurs relations mutuelles). — P. 303-312.

L'auteur a photographié les spectres du potassium, du rubidium et du cœsium dans la flamme oxhydrique à l'aide d'un appareil comprenant un réseau plan et des lentilles de quartz. Les raies comprises entre les longueurs d'onde 700 $\mu\mu$ et 320 $\mu\mu$ furent mesurées, comparées aux mesures antérieures et distribuées en série. Les constantes des séries furent calculées d'après la formule de Rydberg.

T.-C. PORTER. — Contributions to the Study of Flicker (Contributions à l'étude de la scintillation). — P. 313-329.

Ce mémoire est la suite et le complément d'un travail publié antérieurement ([2]). L'auteur indique les précautions qu'il a prises pour

([1]) *Phil. Trans. A.*, t. CLXXIX; 1888.
([2]) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXIII, p. 347.

mettre ses mesures à l'abri des objections. Il a employé notamment une peinture noire (mélange de noir de fumée et d'alcool) telle que la quantité de lumière blanche réfléchie par cette substance parfaitement noire soit sensiblement constante pour une variation relativement grande de l'angle de réflexion.

Le résultat principal de ces expériences est la connaissance de la relation exacte qui existe entre la variation de l'éclairement d'un disque muni d'un secteur blanc d'angle variable et le nombre de tours par seconde qu'il faut lui imprimer pour faire disparaître la scintillation. Pour les sources lumineuses employées à l'éclairement des secteurs tournants, M. Porter arrive à ce résultat que la vitesse de rotation nécessaire pour faire cesser la scintillation est proportionnelle au logarithme de l'éclairement du disque.

En employant des couleurs spectrales différentes, l'auteur arrive à cette conclusion que la durée de l'impression des différentes couleurs dépend uniquement de l'intensité lumineuse de la couleur, et non de sa longueur d'onde.

J.-W. GIFFORD. — The refractive Indices of Fluorite, Quartz and Calcite (Les indices de réfraction de la fluorite, du quartz et de la calcite). — P. 329-340.

L'auteur a établi des tables donnant des indices de réfraction de la fluorite, du quartz et de la calcite pour vingt-six longueurs d'onde (depuis la longueur d'onde 795 $\mu\mu$ du rubidium jusqu'à la longueur d'onde 185 $\mu\mu$ 22 de l'aluminium) à 15° C. et les coefficients de température de la réfraction.

Pour obtenir une grande précision, les prismes sont polis sur trois faces et les déviations mesurées aux trois angles.

La différence des angles des prismes de 60° était, dans chaque cas, moindre que 4 secondes d'arc, l'erreur introduite dans la détermination de l'indice est alors inférieure à 0,000001. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de mesurer les angles avec une très grande précision.

Quelques-uns des rayons provenant du collimateur sont réfléchis par la base du prisme et pénètrent dans le télescope. L'image de la fente ainsi obtenue ne coïncide avec l'image réfractée que lorsque la déviation minimum est atteinte.

En construisant le cercle divisé du goniomètre, on a tracé une petite raie de part et d'autre de chaque division. Deux petites

lampes électriques placées derrière le microscope qui sert à faire les lectures permettent de faire apparaître une des raies, ou toutes les deux, sous l'aspect de fines lignes blanches. On prend les mesures sur chacune d'elles à l'aide de fibres de quartz, et l'on fait la moyenne des lectures.

Des précautions spéciales ont été prises pour assurer la justesse optique des prismes.

Voici une estimation approximative des 4 erreurs totales pour 119 indices de la table :

33 ne dépassent pas	0,0000023
39 — —	0,0000034
31 — —	0,0000084
15 dépassent	0,0000084
1 atteint, mais ne dépasse pas	0,0000150

L'auteur indique les indices des quartz droit et gauche ainsi que leurs densités. Les indices du quartz droit sont plus grands que ceux du quartz gauche, mais la densité du premier est moindre que celle du second.

Le mémoire contient en appendice des tables donnant les longueurs focales en mètres d'une lentille, composée de fluorite et de quartz, achromatisée pour des longueurs d'onde 785 μμ et 185μμ,2 et les dispersions partielles et proportionnelles des prismes étudiés et de leurs combinaisons.

G. MARCONI. — Note on a magnetic Detector of electric Waves, which can be employed as a Receiver for space Telegraphy (Note sur un détecteur magnétique des ondes électriques qui peut être employé comme récepteur dans la télégraphie sans fils). — P. 341-344.

Voir, à ce sujet, la note de M. Tissot dans le *Journal de Physique*, p. 342 de ce vol.

G. MARCONI. — A Note on the Effect of Daylight upon the Propagation of electromagnetic Impulses over long Distances (Note sur l'effet de la lumière du jour sur la propagation des ondes électromagnétiques à grande distance). — P. 344-347.

L'auteur a constaté, pendant les expériences de télégraphie sans fil à grande distance effectuées entre Poldhu et le *Philadelphie*,

que les ondes électromagnétiques se propageaient moins loin pendant le jour que pendant la nuit. Il attribue ce résultat à une désélectrisation de l'antenne de transmission sous l'influence de la lumière du jour.

Signalons que M. O. Lodge [1] attribue ce phénomène à une conductibilité partielle de l'air sous l'influence des radiations ultra-violettes du soleil.

G. FORBES. — A portable Telemeter or Range-finger (Un télémètre portatif ou mesureur de portée). — P. 347-358.

Description d'un instrument utile en temps de guerre pour mesurer les distances inaccessibles.

E. WILSON. — The Dissipation of Energy by electric Currents induced in an Iron Cylinder when rotated in a magnetic Field (Dissipation d'énergie par les courants électriques induits dans un cylindre de fer qui tourne dans un champ magnétique). — P. 359-374.

L'effet des courants induits sur la direction du magnétisme dans un cylindre de fer qui tourne autour de son axe longitudinal, avec une vitesse uniforme dans un champ magnétique, a fait l'objet d'une précédente communication [2].

Le présent mémoire traite de l'énergie dissipée par ces courants électriques et compare les résultats de l'expérience avec une théorie exposée par M. J.-B. Dale à la suite de ce mémoire.

Le cylindre qui a servi aux expériences avait un diamètre et une longueur de $25^{cm},4$. Le dispositif expérimental est le même que celui qui a servi dans le premier mémoire.

Le nombre de watts dissipés par centimètre cube est donné, d'après la représentation graphique des résultats et d'après la théorie, par la formule :

$$\frac{3{,}95\mathfrak{B}^2 f^2 l^2}{10^{16}\rho};$$

dans laquelle $\mathfrak{B}$ désigne l'induction magnétique, f la fréquence, l la

(1) *Nature*, t. LXVI, p. 222 ; 1902.
(2) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LXIX, p. 435 ; — et *J. de Phys.*, ce volume, p. 384.

longueur du cylindre supposée égale à son diamètre et ρ sa résistance spécifique.

Pendant les expériences, on fait varier la fréquence de 45 à 360 et, pour chaque fréquence, l'intensité moyenne d'induction a varié de 1.000 à 20.000. Dans chaque cas, la dissipation d'énergie est un peu plus petite que celle qui est donnée par la formule précédente.

L'auteur a comparé la dissipation de l'énergie dans des champs magnétiques tournants et alternants. Il fait remarquer que, dans le cas de plaques circulaires dont le diamètre est très grand comparativement à l'épaisseur, et dans lesquelles les lignes de forces sont distribuées uniformément dans le plan de la plaque, le champ tournant dissipe environ 1,7 fois autant d'énergie qu'un champ magnétique alternant dans le même temps. Les résultats sont influencés par la forme de l'onde, et même, lorsque les lignes de force sont confinées sur le plan de la plaque, la dissipation de l'énergie, pour une densité d'induction moyenne donnée, peut être considérablement réduite si la distribution de l'induction magnétique est telle qu'elle puisse donner une forme d'onde plus rectangulaire à la force électromotrice induite.

J.-C.-W. HUMPREY. — Effects of Strain on the crystalline Structure of Lead (Effets d'une déformation sur la structure cristalline du plomb). — P. 462-464.

L'échantillon sur lequel furent exécutées les recherches était une variété de plomb pur présentant une structure grossièrement cristalline qui pouvait être rendue visible par la corrosion des faces.

L'échantillon à essayer fut soumis à un choc unique. Il se formait des faces de glissement parallèles aux faces octaédriques des trous de corrosion, et la surface préalablement plane prenait une légère courbure.

Lorsqu'un cristal unique de plomb était fortement déformé, une nouvelle corrosion montrait qu'il était constitué par de nombreux morceaux ayant de nouvelles orientations variables. Beaucoup de ces morceaux ainsi formés consistaient en deux ou plusieurs parties intimement liées les unes aux autres.

L'échauffement à 100° de cristaux fortement déformés produit des changements notables. Si le cristal ne présente, après la déformation, aucune recristallisation, l'échauffement produit un changement beaucoup plus grand ; les parties recristallisées s'étendent dans les

portions du cristal qui avaient conservé leur orientation initiale avant l'échauffement. L'échauffement produit également une recristallisation dans les échantillons qui ne présentent aucun changement immédiatement après la déformation; mais la déformation doit toujours être très énergique avant qu'une variation notable puisse se produire.

Il n'existe aucune distinction entre le changement qui est visible (par corrosion) presque immédiatement après la déformation et celui que l'on observe après un temps considérable, ou lorsque l'échantillon est légèrement chauffé.

M. W. TRAVERS, G. SENTER et A. JAQUEROD. — On the Measurement of Temperature. — Part. I. On the pressure Coefficients of Hydrogen and Helium at constant Volume and at different initial Pressures — Part II. On the Vapour Pressures of liquid Oxygen at Temperatures below its boiling Point on the constant Volume Hydrogen and Helium Scales — Part III. On the Vapour Pressures of liquid Hydrogen and Helium Scales. (Sur la mesure des températures. — Première partie. Sur les coefficients de dilatation de l'hydrogène et de l'hélium à volume constant et à différentes pressions initiales. — 2e partie. Sur les tensions de vapeur de l'oxygène liquide à des températures au-dessous de son point d'ébullition aux échelles thermométriques à volume constant de l'hydrogène et de l'hélium. — 3e Partie. Sur les tensions de vapeur de l'hydrogène liquide à des températures au-dessous de son point d'ébullition aux échelles à volume constant de l'hydrogène et de l'hélium). — P. 484-491.

I. — La mesure des coefficients de dilatation de l'hydrogène et de l'hélium s'étend de 0° à 100° pour des pressions initiales de 520 à 706 millimètres de mercure. Chaque série de mesures comprend quatre séries de lectures. Les valeurs données, à l'exception de la quatrième, sont les moyennes de deux séries de lectures à 0° et de trois séries à 100°.

	Pression initiale	Coefficient de dilatation
Hydrogène $P_0 =$	$520,318^{m}/^{m}$..........	$\alpha = 0,003\ 662\ 68$
—	694,455.............	2 61
—	696,102.............	2 52
—	706,528.............	2 46
Hélium $P_0 =$	522,984.............	$\alpha = 0,003\ 663\ 13$
—	523,018.............	2 55
—	671,420.............	2 70
—	690,235.............	2 41

II. — Un vase, dans lequel on pouvait liquéfier une petite quantité d'oxygène pur, plongeait, en même temps que le réservoir du

thermomètre, dans un vase à vide extérieur contenant de l'air ou de l'oxygène liquides à travers lesquels on faisait passer un violent courant d'air. Le vase renfermant l'oxygène à étudier communiquait avec la chambre inférieure d'un baromètre, avec une pompe à mercure et l'appareil à production d'oxygène (au moyen de permanganate de potassium). Les lectures simultanées du thermomètre et du baromètre ont donné les nombres suivants :

Pression de l'oxygène liquide en millimètres de mercure	Températures absolues	
	Échelle de l'hydrogène	Échelle de l'hélium
800	90°,60	90°,70
760	90 ,10	90 ,20
700	89 ,33	89 ,43
600	87 ,91	88 ,01
500	86 ,29	86 ,39
400	84 ,39	84 ,49
300	82 ,09	82 ,19
200	79 ,07	79 ,17

Les températures lues à l'échelle de l'hélium étaient de 0°,1 plus hautes que celles qui étaient observées à l'échelle de l'hydrogène.

III. L'hydrogène liquide était obtenu par la méthode indiquée précédemment par l'un des auteurs([1]). L'hydrogène pur destiné à remplir les thermomètres, etc., était obtenu au moyen du palladium spongieux. On voit, d'après les résultats qui suivent, que la différence entre les nombres obtenus sur les échelles thermométriques de l'hydrogène et de l'hélium est de 0°,19 à 0°,20 entre 14 et 20 absolus environ.

Tension de vapeur de l'hydrogène liquide en millimètres de mercure	Température absolue	
	Échelle de l'hydrogène	Échelle de l'hélium
800	20°,41	20°,60
760	20 ,22	20 ,41
700	19 ,93	20 ,12
600	19 ,41	19 ,61
500	18 ,82	19 ,03
400	18 ,15	18 ,35
300	17 ,36	17 ,57
200	16 ,37	16 ,58
100	14 ,93	15 ,13
50	—	14 ,11

([1]) *Philos. Magaz.*, t. XVII, p. 412.

Le point de fusion de l'hydrogène serait 14°,1 absolus à l'échelle de l'hélium.

La tension de vapeur du néon solide serait, à l'échelle de l'hélium : 12^{mm},8 à 20° abs. et 2^{mm},4 à 13°,63 abs. Un tube rempli d'hélium fut comprimé à 60 atmosphères, à la température d'environ 13° abs., sans qu'il y eût liquéfaction.

René PAILLOT.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

T. XVII ; janvier, mars et avril 1903.

F.-L.-O. WADSWORTH. — On the optical conditions required to secure maximum accuracy of measurement in the use of the telescope and spectroscope (Conditions optiques requises pour assurer le maximum de précision dans les mesures faites à l'aide du télescope ou du spectroscope (T. XVI, p. 268 à 298 ; — t. XVII. p. 1 à 20 et p. 100 à 133).

La définition optique d'un instrument se compose de son pouvoir séparateur, très important dans l'étude des étoiles doubles et l'analyse spectrale, de son pouvoir métrologique que l'on utilise surtout dans les observations méridiennes ou héliométriques et la détermination absolue des longueurs d'ondes, enfin de son pouvoir représentatif, qui permet l'étude des détails de la surface des planètes ou des nébuleuses. Ce long mémoire contient l'étude du pouvoir métrologique.

L'exactitude d'une mesure dépend de l'exactitude avec laquelle on peut placer le fil du micromètre sur l'image que l'on pointe. Pour qu'elle soit grande, il faut que le diamètre de la tache de diffraction soit grand par rapport à la largeur du fil ; quand cela a lieu, l'erreur ne dépasse pas le centième de la largeur de l'image : le pouvoir métrologique d'un instrument pourrait donc être 50 fois plus grand que son pouvoir séparateur. Dans ses discussions, l'auteur suppose seulement qu'il l'est 10 ou 15 fois.

Les formules qui donnent la distribution de l'intensité lumineuse dans l'image de diffraction d'un point reposent sur des conditions de constance dans l'amplitude et la longueur de la vibration, et de symétrie dans le front de l'onde et l'ouverture diffractante, qui ne sont pas toujours remplies. L'erreur introduite ainsi a peu d'effet

sur le pouvoir séparateur, mais peut diminuer sensiblement la précision des mesures, de sorte que l'erreur probable calculée d'après la concordance des pointés ne correspond plus à l'erreur réelle.

M. Wadsworth étudie l'influence de toutes les causes qui peuvent produire des distorsions dans l'image. D'après lui, une variation de l'amplitude de la vibration dans le front de l'onde, et une dissymétrie dans l'ouverture diffractante n'introduisent pas de dissymétrie dans l'image, elles l'élargissent seulement, ce qui facilite plutôt les mesures ; mais une dissymétrie du front de l'onde (aberration) la rend dissymétrique et déplace la position du maximum d'éclat. Or cette « quantité d'aberration » varie d'après les changements de position de l'image dans le plan focal et d'après les changements des constantes optiques des milieux traversés ; aussi ne peut-on employer qu'une très petite partie du champ dans lequel les images sont pourtant bien définies, et doit-on annuler autant que possible les variations de température. Voici quelques données numériques : Dans une lunette astronomique, le champ de mesure n'atteint pas la moitié du champ de bonne définition ; dans un réseau concave de Rowland recevant un faisceau de rayons parallèles, si la direction de diffraction est parallèle à la direction d'incidence, le champ de mesure est égal approximativement à 2°,4 ; si les spectres sont examinés au centre de courbure, il est de 0°,6 ; si l'incidence est normale, il ne vaut que 0°,22. Dans un miroir à long foyer (6 centimètres d'ouverture, 175 centimètres de foyer), tandis que le champ de bonne définition est de 7°,2, le champ sans distorsions n'est que de 1°,8 ; dans un télescope à grande ouverture (15 centimètres, 75 centimètres), il n'est que de 1′. Si les réseaux ou les miroirs reçoivent des ondes sphériques (réseaux employés à la façon de Rowland), les images sont symétriques, simplement élargies. Lorsque les ondes qui forment les images que l'on compare traversent des parties différentes du train optique, les surfaces de verre ont besoin d'être travaillées avec une grande précision ; dans un héliomètre, les surfaces des demi-lentilles doivent être exactes à un dixième de la longueur d'onde, les surfaces des prismes dans un grand spectrographe à un treizième. Les effets de variations de température sont très importants, et, si l'on ne peut pas faire les comparaisons tout à fait simultanément, la température doit être maintenue constante à moins de 0°,1.

La mise au point des lunettes influe beaucoup plus sur la valeur des mesures que sur la définition de l'image. Ainsi les lunettes disposées pour les mesures micrométriques devraient être munies de verniers donnant le dixième de millimètre, — les viseurs des grands spectromètres, de verniers donnant le cinquantième. Les collimateurs n'ont pas besoin d'une mise au point aussi parfaite, parce qu'on ne s'écarte pas trop du minimum de déviation. Ainsi, dans un champ de 4°, la mise au point d'un collimateur de 1 mètre doit être faite au quart de millimètre seulement. Quand l'onde incidente n'est pas symétrique, les erreurs dues à une mauvaise mise au point sont relativement très fortes ; on peut les diminuer dans le cas du spectroscope en écartant les prismes les uns des autres, et dans le cas de l'héliomètre en diaphragmant les deux moitiés de l'objectif par des écrans placés sur les coins opposés à l'axe optique.

M. Wadsworth signale enfin une cause d'erreur importante et pourtant négligée dans les études de vitesse radiale : c'est celle qui provient d'un éclairement non uniforme de la fente du spectroscope; les raies sont alors déplacées, du côté où l'intensité lumineuse est le plus grande, d'une quantité supérieure aux erreurs de mesures. Ce fait se produit notamment dans l'étude des planètes et du soleil quand on étudie leur rotation en plaçant la fente successivement sur leurs deux bords. Il faut avoir soin, pour corriger cette erreur, de retourner tout le spectroscope de 180° par rapport à la fente.

S.-P. LANGLEY. — The « solar constant » and related problems (La constante solaire et les problèmes qui se rapportent à sa détermination). — Mars, p. 89-99.

Conférence faite à l'Association Américaine pour l'avancement des sciences, et contenant l'histoire et le résumé des études faites par l'auteur pour la détermination de la constante solaire.

R.-W. WOOD. — On screens transparent only to ultra violet light and their use in spectrum photography (Ecrans transparents seulement à la lumière ultra-violette; leur emploi dans la photographie spectrale). — P. 133-140.

Les recherches de M. Wood lui ont montré que la nitroso-diméthyle-aniline absorbe les radiations comprises entre λ 0μ,5 et λ 0μ,4, puis devient complètement transparente jusqu'aux dernières raies du cadmium λ 2147. En lui adjoignant une substance absorbant les

radiations de longueurs supérieures à $0^{\mu},5$, on obtient un écran ne laissant passer que la lumière ultra-violette. L'auteur préconise pour cela l'emploi d'un tube rempli de vapeur d'iode et fermé par des lames de quartz, sur l'une desquelles se trouve une pellicule teinte de nitroso. Il a trouvé que, sous l'influence de la lumière ultra-violette, la gélatine se décomposait à la longue, en sorte qu'il vaut mieux employer le celluloïd pour former cette pellicule.

Ces écrans permettent de photographier les raies ultra-violettes d'un spectre de diffraction d'ordre élevé sans être gêné par les radiations visibles qui les recouvrent. Ils permettent aussi une observation curieuse : Si on les emploie dans les photographies de la Lune, le contraste entre les parties éclairées et celles dans l'ombre est très fortement accentué, tandis que, si on les emploie dans les photographies de paysage terrestre, les effets d'ombre et de lumière disparaissent ; il ne reste que le contraste entre les objets blancs et ceux qui ne le sont pas. L'auteur pense qu'on pourrait en conclure que les parties lumineuses de la lune, sans être aussi blanches que le plâtre de Paris, le sont beaucoup plus que le grès.

G. EBERHARD. — Systematic errors in the wave-lenghts of the lines of Rowland's solar spectrum (Erreurs systématiques dans les longueurs d'ondes des raies du spectre solaire de Rowland). — P. 141-144.

Les mesures interférentielles de Fabry et Perot ont montré que le système de Rowland présente des erreurs systématiques considérables par rapport à la précision des mesures relatives dans les petites régions du spectre. M. Eberhard est conduit à la même conclusion par la comparaison des valeurs de Rowland avec celles de Müller et Kempf [1]. La courbe qui représente la valeur du rapport $\frac{\lambda \text{ Rowland}}{\lambda \text{ Müller et Kempf}}$ a une amplitude plus grande, mais à peu près la même forme que celle qui représente les valeurs du rapport $\frac{\lambda \text{ Rowland}}{\lambda \text{ Fabry et Perot}}$.

[1] *Public. des Astrophysikalischen Observatoriums zu Postdam*, t. VIII.

Sir WILLIAM et LADY HUGGINS. — Preliminary note on some modifications of the Magnesium line at λ 4481 under different laboratory conditions of the spark discharge (Note préliminaire sur quelques modifications de la raie du magnésium λ 4481, sous différentes conditions expérimentales de l'étincelle de décharge). — P. 145-146.

Un problème fort intéressant pour l'astrophysique serait de découvrir dans quelles conditions expérimentales la raie du magnésium λ 4481 devient étroite et brillante comme dans les spectres stellaires. Cette note contient les photographies de spectres, qui montrent que les conditions les plus puissantes pour modifier l'intensité et le caractère de cette ligne résident dans la plus ou moins grande soudaineté de la décharge.

C. RUNGE et J. PRECHT. — On the flame spectrum of radium (Le spectre de flamme du radium). — P. 147-149.

Le spectre est obtenu en examinant avec un réseau de 1 mètre de rayon une flamme de Bunsen colorée avec des particules de bromure de radium préparé par le Dr Giesel. Dès que la substance est placée dans la flamme, il apparaît beaucoup de raies qui perdent ensuite rapidement leur intensité, de sorte qu'on n'a pas toujours pu mesurer leurs longueurs d'onde. Dans le tableau suivant, la longueur d'onde des raies qui ont été observées facilement et plusieurs fois doivent être correctes à une ou deux unités près. Pour celles qui n'ont été observées qu'une fois, l'erreur peut atteindre plusieurs unités. Les bandes n'ont pas de limites définies, elles sont peut-être dues au spectre du composé.

Longueurs d'ondes	Remarques
4405	Faible. — Diffuse.
4500	Faible. — Diffuse. — Observée une seule fois.
4592	Diffuse.
4680	Faible. — Observée une seule fois ([1]).
4718	
4750	
4826	Forte et étroite ([2]).
509-513	Bande faible. — Observée une seule fois.

([1]) Peut-être identique à la forte raie du spectre d'étincelle λ 4682,3.
([2]) Peut-être identique à la forte raie du spectre d'étincelle λ 4826,1.

Longueurs d'ondes	Remarques
5210	Observée une seule fois.
5360	Observée une seule fois.
5535	Impureté barium λ 5535,7.
5655	Observée une seule fois.
5685	— —
5890	Impureté sodium.
5896	— —
590-605	Bande faible.
613-633	Bande forte.
6210	
6216	Observée une seule fois. (1)
6228	— — (1)
6247	(1)
6250	— — (1)
6260	— — (1)
6269	(1)
6285	(1)
6329	Forte. (1)
6349	Forte.
653-670	Bande forte.
6653	Raie forte au voisinage d'un minimum d'intensité de la bande incertaine.
6861	Observée une seule fois.

George HALE et Norton KENT. — Second note on the spark spectrum of iron in liquids and compressed gases (Seconde note sur le spectre d'étincelle du fer dans les liquides et les gaz comprimés). — P. 154-160.

Les auteurs ont continué les études indiquées dans la note de l'année précédente, en mettant dans le circuit une bobine dont la self varie de 0,000042 à 0,000426 henry. Ils ont pu produire ainsi avec plus d'intensité tous les phénomènes qu'ils avaient obtenus dans les liquides en faisant varier les conditions d'expériences, depuis le spectre des raies brillantes avec la plus grande self jusqu'au spectre de raies sombres avec l'étincelle sans self. Quand la self décroit, les raies brillantes se déplacent graduellement vers le rouge, tandis que les raies d'absorption qui apparaissent dès le début ont d'abord un déplacement apparent vers le violet, puis un déplacement très faible vers le rouge.

Dans ses premières expériences, G. Hale n'avait pu obtenir le renversement des raies dans l'air à haute pression, mais il observait

(1) Ces raies apparaissent dans la bande, mais ne semblent pas en faire partie.

la région bleue. En observant la région ultra-violette, il a obtenu les mêmes séries de spectres que dans l'eau. Certaines raies commencent à se renverser à trois atmosphères, tandis que d'autres deviennent plus brillantes ; à quatorze atmosphères, les raies brillantes deviennent très faibles, les raies sombres très visibles ; un spectre continu commence à apparaître ; à cinquante-trois atmosphères, les raies brillantes ont pratiquement disparu, et il ne reste que les raies sombres, larges et diffuses sur un fond brillant continu.

La note actuelle donne quelques mesures de déplacement de raies. Elles seront données plus en détail dans le prochain volume des *Publications of the Yerkes observatory*. Elles suffisent à montrer que la pression produite par le passage de l'étincelle dans l'eau n'atteint pas plusieurs atmosphères, comme Wilsing l'avait supposé.

ARTHUR SCHUSTER. — The evolution of solar stars (L'évolution des étoiles solaires). — Avril, p. 165-200.

Belle exposition difficile à résumer de ce que l'astronomie physique nous fait connaître sur l'évolution des étoiles.

S.-A. MITCHELL. — The new gases Neon, Argon, Krypton et Xenon dans la chromosphère (Les nouveaux gaz néon, argon, krypton et xenon dans la chromosphère). — P. 224-228.

Il est difficile d'identifier avec certitude les raies du néon et des gaz de l'atmosphère, qui ne sont pas condensés à la température de l'air liquide, avec celles de la chromosphère, car leur longueur n'a été mesurée qu'à l'approximation d'une unité d'Angström. Il semble probable cependant qu'on y trouve les raies les plus fortes de ces gaz légers. On y trouve aussi celle de l'argon, mais non celles du krypton ni du xénon, peut-être parce que la grande densité de ces corps les retient dans une couche trop mince de l'atmosphère solaire.

J. HARTMANN et G. EBERHARD.— On the occurence of spark lines in arc spectra (Production des raies de l'étincelle dans le spectre de l'arc). — P. 229-231.

En produisant dans l'eau un arc entre des électrodes de magnésium, de silice, de zinc et de cadmium, on voit apparaître dans son

spectre certaines raies qui ont été regardées comme caractéristiques du spectre de l'étincelle ; quoique très intenses, elles deviennent beaucoup plus étroites et mieux définies que dans l'étincelle où elles sont faibles et diffuses. On pourrait penser que la présence de l'eau a pour effet de refroidir les électrodes et de rendre l'arc plus semblable à l'étincelle, mais un courant d'air liquide n'a produit aucun changement dans le spectre. Par contre, en faisant passer l'étincelle entre une électrode du fer et une surface de zinc fondu, certaines raies se sont transformées comme elles le font dans l'arc. Les auteurs pensent que ce deuxième fait peut être dû à un excès de vapeurs métalliques, et attribuent la transformation des raies de l'arc dans l'eau à la présence de l'hydrogène : Ils en ont obtenu en effet de toutes semblables en produisant l'arc dans un courant de ce gaz.

C. RUNGE et J. PRECHT. — The position of radium in the periodic series according to its spectrum (Place occupée par le radium dans la série périodique d'après son spectre). — P. 232-238.

Les recherches des auteurs effectuées sur des échantillons de bromure de radium produits par M. Giesel montrent que le dédoublement de ses raies dans le champ magnétique et leur distribution en séries le place spectroscopiquement avec Mg, Ca, Sr, Ba. On sait que l'intervalle des paires de raies dans un groupe d'éléments alliés chimiquement croît d'une façon régulière avec le poids atomique, de sorte que les logarithmes de ces poids sont proportionnels aux intervalles des doublets des séries secondaires. Si, d'après cela, on extrapole le poids atomique du radium par rapport à ceux de Mg, Ca, Sr, Ba, on trouve 258 nombre plus fort que celui 225 trouvé par Mme Curie. Ce nombre le plaçait, dans le système périodique, entre le bismuth et le thorium ; le nombre 258 le repousserait deux colonnes plus loin avec Mg, Ca, Sr et Ba.

A.-S. KING. — Note on some effects of ruling errors in grating spectra (Note sur quelques effets des erreurs du tracé des réseaux dans les spectres de diffraction). — P. 239-242.

Les erreurs périodiques dans le tracé des réseaux produisent, au voisinage des raies intenses, des raies parasites ou fantômes (*ghosts*) qui en diminuent l'intensité et qui peuvent être prises parfois pour des

raies réelles. Chaque raie peut être accompagnée des deux côtés par plusieurs fantômes. D'après Rowland, les fantômes sont symétriques en position et en intensité par rapport à la raie primaire et sont également espacés entre eux; leurs distances à la raie primaire sont proportionnelles à sa longueur d'onde, mais *sont indépendantes de l'ordre du spectre.*

M. King a observé des fantômes qui n'avaient pas de symétriques et que rien ne distinguait d'une raie réelle dans le spectre observé; aussi d'après lui la méthode la plus simple et la plus sûre pour les déceler est de photographier les raies soupçonnées dans les spectres des différents ordres, et de voir si elles conservent entre elles les mêmes distances, ou si elles subissent une dispersion proportionnelle à l'ordre du spectre.

J. Baillaud.

O. PEIRCE. — On the temperature coefficient of magnets made of chilled cast iron (Sur le coefficient de température d'aimants en fonte trempée). — *Proc. of the Amer. Acad. of Arts and Sciences*, t. XXXVIII, p. 551-556; février 1903.

Les aimants permanents sont généralement d'acier trempé; l'auteur a eu l'occasion d'étudier au laboratoire de physique de Harvard University un grand nombre d'aimants en fonte trempée; beaucoup de ces aimants faisaient partie d'appareils (ampèremètres, galvanomètres Deprez-d'Arsonval) et avaient une forme en fer à cheval plus ou moins complexe. D'autres avaient été obtenus sous forme de barreaux et ont été comparés à des aimants d'acier de même forme (cette précaution est nécessaire pour la comparaison, parce que le coefficient de température, pour des aimants de même substance, dépend de la forme, et est d'autant plus élevé que le barreau est moins allongé). Les aimants de fonte étudiés ont été trempés, chauffés ensuite quelque temps à 100°, aimantés alors à saturation, puis tempérés par une série de chauffes à 100° et de retours à la température ordinaire; ce dernier traitement a pour effet de diminuer l'aimantation d'environ 20 0/0, l'aimantation restante étant bien stable; leur moment magnétique a été en moyenne à peu près le même que celui d'aimants d'acier ordinaires.

Le coefficient de température croît avec la température; le coefficient moyen entre 10° et 100° a été, pour les aimants d'acier (traités

comme ceux de fonte), 0,00046 environ pour presque tous les échantillons ; pour les aimants de fonte, il a été d'environ 0,00056 pour les aimants rectilignes et 0,00035 pour les aimants en fer à cheval ; à la température ordinaire, il est plus faible que cette moyenne et a été de 0,00013 pour un des aimants en fer à cheval.

Il semble que la trempe est bonne dans toute la masse de la fonte, tandis qu'il est difficile d'obtenir une trempe uniforme d'un barreau d'acier.

En résumé, il semble que, quand la forme de l'aimant est un peu complexe, il soit commode de le faire en fonte : le traitement pour obtenir un aimant permanent est plus facile à bien réussir qu'avec l'acier, et l'aimant a à peu près les mêmes qualités.

Le coefficient de température pour la fonte non trempée est 5 à 6 fois plus grand que pour la fonte trempée.

Ch. MAURAIN.

CARL KINSLEY. — A systematic method of calculating the dimensions of direct-current dynamo-electric machines (Méthode pour le calcul des dimensions des dynamos à courant continu). — *The decennial publications of Univ. of Chicago*, t. IX, p. 91-103.

Le calcul des dynamos est basé sur les relations d'origine théorique ou expérimentale existant entre les différentes quantités et sur certaines relations que la pratique a montrées les plus favorables.

L'auteur prend comme exemple une dynamo compound à courant continu, pour laquelle on se donne le rendement électrique ρ, la température de régime θ, la force électromotrice E et le courant I.

On obtient facilement l'expression du rendement en fonction des diverses résistances (induit, excitations en série et en dérivation, résistance extérieure) ; soit R cette dernière ; on écrit $\frac{d\rho}{dR} = 0$; cette relation, la valeur de $R = \frac{E}{I}$ et la valeur de ρ permettent de calculer les différentes résistances.

De la valeur du rendement on déduit les pertes admises ; celles-ci se traduisent par un dégagement de chaleur ; pour que la température de régime soit θ, il faut une certaine surface extérieure, par laquelle s'effectue le refroidissement. D'ailleurs la valeur de la force électromotrice détermine le champ dans l'entrefer, et de celui-ci,

connaissant les propriétés magnétiques du fer des noyaux, on déduit l'induction magnétique à réaliser dans ceux-ci.

L'auteur déduit de là toutes les dimensions, les nombres de spires etc.

Il utilise ses résultats pour chercher la valeur relative des différentes pertes; la pratique industrielle montre que la somme de la perte par hystérésis et par courants de Foucault doit être égale à 1,2 fois la perte par chaleur de Joule. On calcule la perte par hystérésis en utilisant la formule de Steinmetz, $W = K. n. V. B^{1,6}$; n est le nombre de périodes par seconde, V le volume de l'armature, B l'induction maximum; on calcule la perte par courants de Foucault par la formule $W = C . n^2 B^2 \delta^2 V$, où δ est l'épaisseur des tôles du noyau; K et C sont des facteurs numériques dépendant des unités choisies et de la nature du fer.

Ch. MAURAIN.

L. ZEHNDER. — Ueber neue Wirkungen von Kathodenstrahlen und Lichtstrahlen (Sur de nouvelles actions des rayons cathodiques et lumineux). — *Verhandlungen der deutschen Physikalischen Gesellschaft*, t. V, n° 1; 1903.

Goldstein a fait connaître l'action régénératrice des rayons lumineux sur les sels haloïdes d'argent colorés par les rayons cathodiques. M. Zehnder étudie cette action directement sur des papiers au gélatino-bromure du commerce.

En général, l'exposition aux rayons cathodiques, bien que produisant une coloration du papier, a pour effet de retarder l'action ultérieure de la lumière ordinaire; il en résulte qu'une image obtenue par les rayons cathodiques est renversée après l'action de la lumière ordinaire. L'intensité de ce phénomène varie avec les types de papiers, leur sensibilité étant plus ou moins grande soit aux rayons cathodiques, soit aux rayons lumineux. Le bain fixateur accentue le renversement de l'image pendant les premiers instants, mais ne le conserve pas.

Cette action, pour un papier donné, n'est influencée ni par la matière, ni par la forme de la cathode; elle n'est modifiée ni par la déviation des rayons au moyen d'un aimant, ni par la suppression des vapeurs de mercure au moyen d'un mélange réfrigérant, ni par la suppression de l'oxygène suivant le procédé Warburg (1). L'échauffe-

(1) E. WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XL, p. 1; 1890.

ment de certains papiers produit bien un brunissement; mais la teinte est différente de celle qui est due aux rayons cathodiques, et d'ailleurs il n'y a pas renversement par l'exposition à la lumière.

Enfin l'auteur a obtenu des actions semblables par l'action du radium (avec le papier Wynne) et avec la lumière ultra-violette de grande refrangibilité.

G. Roy.

Robert B. GOLDSCHMIDT. — Sur les rapports entre la dissociation et la conductibilité thermique des gaz (Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université libre de Bruxelles pour l'obtention du titre de docteur spécial; (1902).

La dissociation d'un gaz par la chaleur a été le plus souvent étudiée par le moyen des anomalies de la densité, prise à différentes températures; on peut aussi utiliser les grandeurs physiques qui dépendent de l'énergie interne, par exemple les chaleurs spécifiques ou la conductibilité calorifique. Dans le stade de dissociation où l'énergie interne arrive à son maximum, la chaleur spécifique du gaz et, par suite aussi, la conductibilité calorifique doivent croître d'une façon anormale. Magnanini et Malagnini ont vérifié ces considérations chimiques de Nernst dans le cas du peroxyde d'azote. M. Goldschmidt s'est proposé d'étendre ces vérifications à d'autres gaz et de trouver une méthode applicable à des températures très élevées.

La méthode employée dérive de celle qu'avait proposée Schleiermacher pour mesurer la conductibilité spécifique d'un gaz. Le gaz est maintenu à pression constante dans un réservoir entouré d'une enceinte à température constante (bain d'eau pour les basses températures, bain d'air pour les températures élevées jusqu'à 600°). Au centre du réservoir se trouve la source de chaleur, constituée par un conducteur à grande résistance que traverse un courant (fil de platine, ou bâtonnet de Nernst). Pour élever la température de ce conducteur d'un même nombre de degrés, il faudra lui fournir une quantité d'énergie d'autant plus grande que la conductibilité thermique du milieu sera elle-même plus grande. La température du conducteur varie avec sa résistance électrique. Si l'on porte en abscisses les nombres de watts W consommés dans le conducteur et en ordonnées les résistances ohmiques R, l'allure de la courbe fera connaître, au moins qualitativement, les changements qui inter-

viennent dans la conductibilité thermique du gaz; la tangente à la courbe se rapprochera de l'axe des W d'autant plus que la perte calorifique et, par suite, la conductibilité seront plus grandes. Les anomalies dans la conductibilité thermique d'un gaz sont mises en évidence en comparant sa courbe avec celles de l'air et de l'hydrogène obtenues dans des conditions expérimentales identiques.

M. Goldschmidt a opéré sur les gaz suivants : vapeur d'iode, peroxyde d'azote, hydrogène sulfuré, acide carbonique, air et hydrogène comme termes de comparaison. Voici les conclusions les plus importantes qu'il croit pouvoir déduire de ses expériences :

1° L'augmentation de la conductibilité calorifique dans les gaz dissociés peut être due à deux causes distinctes et ramenée : *a*) à un changement chimique du milieu; *b*) à un phénomène purement physique, le transport de chaleur ;

2° L'augmentation de conductibilité calorifique d'un gaz est un indice certain de sa dissociation ;

3° La dissociation peut se produire sans augmentation apparente de la conductibilité thermique. Dans ce cas, en élevant la température extérieure du gaz, le phénomène se manifeste régulièrement.

Cet intéressant travail donne quelques aperçus nouveaux sur la dissociation des gaz à hautes températures. La complexité des phénomènes qui interviennent dans la méthode employée conduit malheureusement à un manque absolu de précision dans la signification des grandeurs mesurées ; l'exposition s'en ressent dans une large mesure.

J. GUINCHANT.

A.-J. BATSCHINSKI. — I. Bemerkung über das Gesetz der geraden Mittellinie (Observations sur la loi des diamètres rectilignes). — *Zeit. f. phys. Chemie*, t. XLI, p. 6; 1902 ; — II. Ueber die Beziehung zwischen der Verdampfungswärme und den kritischen Grössen (Sur la relation entre la chaleur de vaporisation et les grandeurs critiques). — III. Ein Versuch die periodische Gesetzmässigkeit der chemischen Elemente physikalisch zu erklären (Essai pour expliquer la loi de périodicité des éléments chimiques). — *Zeit. f. phys. Chemie*, t. XLIII, p. 3 ; 1903.

I. On a l'habitude de regarder comme une loi empirique la loi des diamètres rectilignes de MM. Cailletet et Mathias.

On peut la déduire de la formule de van der Waals et de la loi des tensions maximums d'Athanase Dupré (cas particulier de la formule de

van't Hoff): $\frac{d \log p}{dt} = \frac{n - mT}{T^2}$. De la formule de van der Waals on déduit pour la tension maximum $p = T \frac{dp}{dT} - \frac{a}{V^v}$, et pour la somme des densités à l'état liquide et gazeux $D_1 + D_2 = \frac{1}{b} - p \frac{V_v}{ab}$. En éliminant V_v et $\frac{dp}{dt}$ entre ces trois équations, il vient :

$$D_1 + D_3 = \frac{1}{b} - \frac{1}{b} \cdot \frac{1}{\frac{n}{T} - (1 + m)}.$$

Si l'on néglige $1 + m$ à côté de $\frac{n}{T}$, on a la loi des diamètres rectilignes, mais avec des coefficients différents de ceux que fournit la loi empirique. Cette formule théorique se rapproche davantage de la fonction parabolique proposée par S. Young :

$$D_1 + D_2 = \lambda + \mu T + VT^2.$$

II. Bakker a donné une relation qui conduit à des valeurs trop petites pour la chaleur de volatilisation r. On obtient une formule plus exacte en se servant de l'équation de Clausius :

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{c}{T(v + \beta)^2},$$

pour en déduire une valeur de $\frac{dp}{dT}$ à introduire dans l'équation de Clapeyron-Clausius :

$$\frac{r}{T} = \frac{dp}{dT}(V - v).$$

On exprimera au moyen de la loi de Maxwell, $p(V - v) = \int_v^V p dv$, que la vapeur est saturante.

La combinaison de ces équations donne

$$r = p(V - v) + \frac{2c}{T}\left(\frac{1}{v + \beta} - \frac{1}{V + \beta}\right),$$

ou, en négligeant v et $\frac{1}{V + B}$ et introduisant les valeurs critiques Θ et φ :

$$r = pV + 3{,}25R \frac{\Theta^2}{T} \cdot \frac{1}{\frac{v}{\varphi} + 0{,}44}.$$

On en déduit pour la molécule en calories :

$$\frac{L}{T} = \frac{Mr}{T} = 2T + 6{,}5\,\frac{\Theta^2}{T}\,\frac{1}{\dfrac{v}{\varphi} + 0{,}44}.$$

Telle est la formule nouvelle proposée par l'auteur; il la vérifie pour l'éther et le chloroforme à différentes températures.

Si nous admettons qu'au point d'ébullition, sous la pression ordinaire, on a (van't Hoff, *Leçons de chimie physique*) :

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{2}{3} \qquad \text{et} \qquad \frac{v}{\varphi} = 0{,}37,$$

il vient :

$$\frac{L}{T} = \frac{Mr}{T} = 20{,}1,$$

relation connue sous le nom de loi de Trouton.

III. Si l'on range les éléments d'après la grandeur de leurs poids atomiques, on trouve une périodicité qui sert de base à la classification de Mendéléjeff. L'analogie que présentent entre eux les éléments correspondant aux termes périodiques rappelle l'espèce de parenté des harmoniques d'un son. Cette remarque conduit l'auteur à supposer que les atomes se trouvent dans un état d'oscillation dont la période caractérise les propriétés des éléments : pour les éléments d'une même famille, il existera une relation simple entre les périodes d'oscillation ; les longueurs d'onde des raies correspondantes des spectres seraient proportionnelles à ces périodes. Si l'on assimile l'atome de masse m à un corps oscillant librement sous l'action d'une force proportionnelle à l'écart, et la même pour tous les corps, la période d'oscillation T sera proportionnelle à $\sqrt{m}$. L'auteur remarque en effet que dans quelques familles les valeurs de $\sqrt{m}$ varient comme des nombres harmoniques et que, pour les métaux alcalins, $\frac{\lambda}{\sqrt{m}} = 123$ environ.

J. Guinchant.

NOVEMBRE 1903.

TABLE DES MATIÈRES.

NOVEMBRE 1903.

(Voir la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

JOURNAL
DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, E. MASCART, A. POTIER,

ET

MM. B. BRUNHES et G. SAGNAC, adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME II. — DÉCEMBRE 1903.

(*Clos le* 15 *Novembre*.)

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD (5e).

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Sandoz**, rue Rataud, 11, à Paris, 5e

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, **au nom de M. Sandoz**, *Secrétaire du Journal*, rue Rataud, n° 11, à Paris, 5e. **Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.**

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 50 feuilles, avec figures dans le texte. La première série 1872-1881 se vend 200 francs (rare). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément. . . 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9. Paris, 5ᵉ.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. SANDOZ, rue Rataud, 11. Paris, 5ᵉ.

La table générale des trois séries (1872-1901) vient de paraître. Elle est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste, 10 fr. 90.

AVIS

Désireuse de publier le plus promptement possible des Analyses des Travaux étrangers, la Rédaction prie MM. les Auteurs de vouloir bien lui envoyer désormais deux exemplaires de leurs nouveaux Mémoires.

SUR LES CHANGEMENTS DE PHASE PAR RÉFLEXION NORMALE DANS LE QUARTZ SUR L'ARGENT;

Par MM. J. MACÉ DE LÉPINAY et H. BUISSON.

Les recherches que nous avons entreprises sur ce sujet l'ont été accessoirement, dans le cours de nos essais préliminaires sur notre méthode nouvelle de mesure optique des épaisseurs (1).

Cette dernière repose sur l'observation successive de deux phénomènes d'interférence produits par une même épaisseur de quartz, dans des conditions identiques de température et de pression. Ce sont, d'une part, les franges mixtes, l'un des faisceaux interférents traversant la lame, d'épaisseur d'indice absolu N, l'autre l'air, d'indice absolu ν : leur ordre d'interférence p_1 est lié à N et ν par :

$$(N - \nu) e = p_1 \Lambda.$$

Ce sont, d'autre part, les franges des lames à faces parallèles, l'un des faisceaux interférents étant réfléchi par la face antérieure, l'autre par la face postérieure de la lame à étudier, franges dont l'ordre d'interférence p_2 est lié à N et e par $2Ne = p_2 \Lambda$.

De ces deux relations, on déduit à la fois :

$$e = \frac{p_2 - 2p_1}{2\nu} \Lambda \qquad \text{et} \qquad \frac{N}{\nu} = \frac{p_2}{p_2 - 2p_1}.$$

Ce serait sortir de notre sujet que de décrire ici l'appareil employé, les méthodes d'observation et de calcul, qui feront l'objet d'un article spécial. Signalons uniquement ce fait : dès que l'épaisseur de la lame dépasse 1 centimètre, la méthode du spectre cannelé est inapplicable par suite de l'ordre d'interférence élevé des franges des lames parallèles et du resserrement excessif des cannelures du spectre qui en est la conséquence. Nous opérons donc en lumière homogène (radiations rouge, verte et bleue du cadmium). Les franges des lames à faces parallèles se présentent alors sous la forme d'anneaux concentriques (anneaux de Lummer-Michelson). La partie fractionnaire ε_2 de l'ordre d'interférence au centre est alors proportionnelle, en lumière réfléchie, au carré du diamètre d_2 du premier anneau sombre ; on a donc :

$$p_2 = q_2 + \varepsilon_2 = q_2 + h d_2^2,$$

où q_2 est un nombre entier et h un coefficient connu d'avance.

(1) *C. R.*, t. CXXXV, p. 283.

Cette méthode, appliquée sous cette forme à des lames de plus en plus épaisses, peut présenter d'autres difficultés, qu'il nous importait de prévoir et d'étudier. Elles peuvent provenir de ce que les radiations verte et bleue du cadmium ne sont pas parfaitement homogènes, la raie principale étant accompagnée de satellites plus faibles, étudiés par Michelson, puis par Pérot et Fabry.

De l'existence de ces satellites à chacun desquels correspond un système particulier d'anneaux et de la superposition de ces différents systèmes aux anneaux de la radiation principale, peut résulter tout à la fois une diminution de visibilité des franges et, ce qui est plus grave, un déplacement, un changement apparent de diamètre des anneaux sombres par rapport à celui des anneaux que donnerait la radiation principale si elle était seule [1]. Ce double effet, insensible pour un ordre d'interférence relativement faible, croît d'abord avec l'épaisseur de la lame étudiée et varie ensuite avec elle, suivant une loi d'ailleurs assez complexe.

Pour éliminer cet effet, il suffit de substituer à l'observation des anneaux de Michelson dans la lumière réfléchie, obtenus comme toujours avec des surfaces nues, celle des anneaux transmis obtenus en recouvrant les deux surfaces de la lame d'argentures translucides (Boulouch, Pérot et Fabry).

L'emploi des anneaux ainsi obtenus serait avantageux même dans le cas des lames les plus minces, car les anneaux brillants, se présentant, comme on le sait, sous l'aspect de lignes déliées se détachant sur un fond obscur, se prêtent particulièrement bien à des mesures précises. Pour les grandes épaisseurs, cet emploi peut devenir absolument nécessaire. Dans la lumière réfléchie, en effet, les anneaux observés correspondent à une radiation moyenne mal définie. Dans la lumière transmise, au contraire, les anneaux brillants de chacun des satellites, grâce à leur étroitesse, se séparent de ceux qui sont dus à la radiation principale, de sorte que l'on peut faire porter les mesures exclusivement sur ces derniers.

Mais ici intervient une complication. Des deux faisceaux principaux interférant en un point quelconque du champ, l'un a été directement transmis, l'autre s'est réfléchi deux fois dans l'intérieur du quartz contre l'argent. Or chacune de ces réflexions sous incidence

(1) Nous avons constaté l'existence de ce dernier effet pour une lame de 1 centimètre d'épaisseur, dans le cas de la raie verte de l'arc au mercure.

normale est accompagnée d'un changement de phase qu'il importe de connaître, et qui est fonction à la fois du milieu, de la longueur d'onde et de l'épaisseur de la couche d'argent. A ce sujet, les résultats des expériences de Wernicke ([1]) et de Kath ([2]) ne pouvaient être considérés comme suffisants. D'une part, ils sont relatifs à la réflexion dans le mica contre l'argent ; d'autre part, la méthode employée par l'un et l'autre de ces auteurs ne peut se prêter à des mesures précises pour des raisons données plus loin.

Deux méthodes ont été successivement employées et appliquées par nous aux trois radiations rouge (R), verte (V) et bleue (B) du cadmium.

La lame de quartz à faces parallèles n'avait que 1 centimètre d'épaisseur. Dans ces conditions, les satellites des radiations principales ne pouvaient modifier l'aspect des anneaux réfléchis ([3]).

Première méthode. — Elle est directe, en tant qu'elle nous donne directement les corrections à apporter aux ordres d'interférences mesurés en lumière transmise par une lame recouverte de demi-argentures. Elle est, d'autre part, deux fois plus sensible que l'autre.

Une lame de quartz à faces bien parallèles est argentée simultanément sur ses deux faces ([4]), à mi-hauteur seulement. Elle est recouverte d'un écran percé de deux fenêtres : l'une, A, en face de la partie argentée ; l'autre, B, en face de la partie dénudée. Une image monochromatique de la source est projetée sur l'ouverture B ; on mesure le diamètre d_0 du premier anneau sombre. L'ordre d'interférence au centre est $p_0 + hd^2_0$.

Déplaçons alors la lame de manière à substituer l'ouverture A à l'ouverture B et supposons pour un instant qu'à ces deux ouvertures correspondent des épaisseurs parfaitement identiques de la lame. Dans ces conditions, s'il n'y avait aucun changement de phase par réflexion sur l'argent ([5]), les anneaux brillants transmis à travers les deux argentures en A, et en particulier le premier d'entre

([1]) *Wied. Ann.*, t. LI, p. 448, et t. LII, p. 515; 1894.

([2]) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 328; 1897.

([3]) Cela ressort en particulier de la concordance des mesures de rapport des longueurs d'onde des trois radiations principales du cadmium effectuées par Michelson (anneaux réfléchis) et par Pérot et Fabry (anneaux transmis).

([4]) A cet effet, la lame est placée verticalement dans le bain d'argenture.

([5]) Ou, plus rigoureusement : si le changement de phase était le même que par réflexion dans le quartz contre l'air. Mais on sait que ce dernier est nul.

eux, auraient même diamètre que les anneaux sombres réfléchis en B. Comme il n'en est rien, mesurons le diamètre d_2 du premier anneau brillant. L'ordre d'interférence au centre est :

$$p_2 + hd_2^2.$$

L'*accroissement* de cet ordre d'interférence dû à l'effet de deux réflexions dans le quartz sur l'argent est alors donné par:

$$p_2 - p_0 + h(d_2^2 - d_0^2) = q_2 + \varepsilon_2.$$

Ce nombre mesure le retard de phase dû à ces deux réflexions, exprimé, comme nous le ferons par la suite, en périodes. La valeur absolue du retard s'obtiendrait en multipliant ce même nombre par 2π.

Nous devons faire, avant d'aller plus loin, deux remarques applicables également à la seconde méthode.

Nous effectuons le calcul comme si le changement de phase étudié était un retard de phase. Cela revient simplement à considérer ce retard comme une grandeur algébrique. En fait, les nombres entiers p_2 et p_0 et par suite q_2 étant, jusqu'à nouvel ordre, indéterminés, la partie fractionnaire, qui est positive d'après notre mode de calcul, est seule actuellement connue. Si nous parvenons, comme nous le ferons dans la suite, à déterminer la véritable valeur de q_2, deux cas pourront se présenter. Si q_2 est nul ou positif, il s'agit réellement d'un retard de phase; si nous trouvons pour q_2 une valeur négative, le retard de phase est négatif; en d'autres termes, il s'agit en réalité d'une avance de phase.

Nous avons supposé que les deux régions A et B de la lame avaient des épaisseurs identiques. Quelque bien travaillées qu'elles puissent être, il n'en est jamais ainsi. Mais il est facile d'en tenir compte. La lame étant désargentée sur toute son étendue, nous comparons les diamètres d_a, d_b du premier anneau noir en lumière réfléchie, en A et B. Le retard dû à la différence d'épaisseur lorsqu'on passe de B à A est:

$$p + h(d_a^2 - d_b^2).$$

Comme, d'ailleurs, ce retard (considéré toujours comme une grandeur algébrique) est très petit, la valeur de p, qui est 0 ou 1, est immédiatement connue. Ce retard atteignait dans nos expériences 0,143 pour la radiation V, ce qui correspond à un accroissement d'épais-

seur de $0^{\mu},023$ seulement pour deux régions distantes de 1 centimètre environ. Ce retard de phase doit être retranché du retard apparent dû à l'argenture.

Deuxième méthode. — Celle-ci présente une certaine analogie avec celle de Wernicke[1]. La région B étant toujours dénudée, la région A n'est argentée que sur la face opposée à la source. On mesure les diamètres des anneaux sombres, réfléchis, d_1 en A et d_0 en B. Le retard de phase dû à une *seule* réflexion dans le quartz sur l'argent est donné (sauf la correction d'épaisseur) par

$$p_1 - p_0 + h(d_1^2 - d_0^2) = q_1 + \varepsilon_1.$$

Comme vérification, si l'on peut appliquer ces deux méthodes dans des conditions identiques d'argenture, on doit trouver :

$$q_1 + \varepsilon_1 = \frac{q_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{2}.$$

Comme les entiers q_1 et q_2 sont inconnus, la vérification ne peut porter, pour le moment du moins, que sur les parties fractionnaires des deux membres de cette égalité. On pourra toutefois en déduire l'ordre de parité de q_2. Si q_2 est pair, on aura $\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_2}{2}$; si q_2 est impair, $\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon_2}{2} + 0,50$; ce dernier cas est celui qui s'est trouvé réalisé dans nos expériences[2].

Ces deux méthodes ne peuvent être, en général, indifféremment employées. Si l'épaisseur d'argent et par suite son pouvoir réflecteur sont suffisants, les anneaux transmis par double argenture se prêtent à des mesures très précises, tandis que les anneaux réfléchis avec une seule argenture, étant dus à l'interférence de faisceaux d'intensités notablement différentes, sont indistincts. C'est précisément dans des conditions analogues, défectueuses par suite, que se sont placés

(1) La lumière blanche, réfléchie normalement par une lamelle de mica argentée sur l'une de ses faces à moitié de sa hauteur, tombe sur la fente d'un spectroscope. On obtient deux spectres cannelés superposés. La partie fractionnaire du changement de phase par réflexion sur l'argent se déduit du déboîtement des franges noires de l'un des spectres par rapport à celles de l'autre.

(2) C'est ainsi que nous avons trouvé, avec une argenture d'épaisseur moyenne, $\varepsilon_1 = 0,64$, $\varepsilon_2 = 0,30$. On a bien (aux erreurs près d'expérience) :

$$0,64 = \frac{0,30}{2} + 0,50.$$

Wernicke et Kath. Pour des épaisseurs d'argent extrêmement faibles, au contact desquelles le pouvoir réflecteur du quartz est à peine supérieur à celui du quartz contre l'air, les anneaux transmis sont peu discernables, tandis que les anneaux réfléchis avec une seule argenture tendent à devenir aussi nets qu'avec des surfaces nues. La seconde méthode s'impose alors, quoique bien inférieure à l'autre.

Les épaisseurs d'argent ont été mesurées, pour les plus fortes, par la méthode de Fizeau [1], en transformant l'argent en iodure et examinant les colorations de la couche d'iodure obtenue. Pour les plus faibles, l'épaisseur de l'iodure a été déterminée en recouvrant le côté du quartz partiellement ioduré d'une lame de verre et observant en lumière monochromatique le déboîtement des franges produites dans les deux lames minces d'air entre verre et quartz, d'une part, entre verre et iodure, d'autre part. Ce procédé est peu précis.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant, où n'ont été inscrites que les parties fractionnaires ε_1 du retard de phase dû à une seule réflexion dans le quartz sur l'argent.

Épaisseurs d'argent en $\mu\mu$	R	V	B
73	» [2]	0,63	0,65
40	0,65	0,655	0,67
37	0,63	0,64	0,65
31	0,59	0,63	0,64
15	0,61	0,63	0,63
13	0,50	0,56	0,57
7	0,20	0,31	0,36
5	0,13	0,18	0,30

De l'examen de ces nombres ressortent les conclusions suivantes :

1° Quelle que soit la radiation considérée, l'excédent fractionnaire ε_1 tend régulièrement vers zéro en même temps que l'épaisseur d'argent. Comme il doit en être nécessairement de même du changement de phase $q_1 + \varepsilon_1$, nous en concluons que $q_1 = 0$. Il s'agit donc bien d'un retard de phase, dont les valeurs se confondent avec celles de ε_1 [3].

(1) *C. R.*, t. LII, p. 274; 1861.

(2) Mesure non effectuée, l'argenture étant opaque pour le rouge.

(3) S'il y avait avance de phase, d'après notre mode de calcul, q_1 serait un entier négatif, égal à -1, l'avance en valeur absolue serait égale à $1 - \varepsilon_1$; mais, comme cette avance doit tendre vers zéro quand l'épaisseur d'argent diminue, ε_1 tendrait vers 1, ce qui est contraire aux observations.

2° Ce retard de phase, lorsque l'épaisseur de la couche d'argent augmente, croît d'abord rapidement à partir de zéro, surtout pour V et B, moins vite pour R ; mais il ne tarde pas, pour des épaisseurs supérieures à 30 $\mu\mu$, à prendre une valeur limite constante, indépendante de l'épaisseur.

3° Cette valeur limite est presque indépendante de la longueur d'onde. Elle croît légèrement quand la longueur d'onde diminue (c'est ce qui ressort nettement de chacune de nos séries de mesures prise isolément). Cette valeur limite est 0,63 pour R, 0,64 pour V, 0,65 pour B.

Plusieurs de ces conclusions sont d'accord avec celles de Wernicke et de Kath. Ces auteurs ont trouvé en effet que le retard de phase (algébrique) dans le mica contre l'argent était, pour des épaisseurs suffisantes, indépendant de la longueur d'onde et égal à $p + 0{,}67$.

Mais, d'après ces auteurs, si l'on a affaire réellement à un retard de phase ($p = o$) dans le cas d'argentures *peu adhérentes*, on aurait, pour des argentures bien adhérentes à leur support, $p = -1$. Le changement serait, dans ce dernier cas, une avance, exactement complémentaire du retard qui se produirait aussitôt qu'il se trouverait quelque impureté interposée entre la couche d'argent et son support.

Nous n'avons entrepris aucune expérience à ce sujet, nos recherches ayant, comme on l'a vu, un but spécial auquel elles répondent entièrement. La seule grandeur qu'il nous importait de connaître était en effet la partie fractionnaire du retard de phase introduit par réflexion sur l'argent, qui, en fait, d'après Wernicke, serait indépendante de l'adhérence plus ou moins complète de la couche d'argent.

Malgré l'absence, sur ce point, de recherches personnelles, qu'il nous soit permis de remarquer que les faits observés par Wernicke paraissent en contradiction avec le principe de continuité. On ne voit pas par quels intermédiaires le changement de phase passerait d'une valeur $+\varepsilon_1$ à la valeur complémentaire négative $\varepsilon_1 - 1$, si l'épaisseur des impuretés interposées venait à varier d'une manière continue en tendant vers zéro.

SUR UN RÉFRACTOMÈTRE A RÉFLEXIONS;

Par M. Th. VAUTIER.

Lorsque l'on se propose d'utiliser la méthode interférentielle pour la mesure de certains phénomènes, il peut y avoir intérêt à séparer complètement et sur de longs parcours les deux systèmes d'ondes interférentes, au lieu de les laisser juxtaposées. Telle est la disposition réalisée par le nouveau réfractomètre qui fait l'objet de cette étude, et que nous avons employé dans des expériences dont il sera rendu compte ultérieurement.

L'appareil se compose essentiellement de trois miroirs argentés équidistants, plans et parallèles, M_1, M, M_2 (*fig.* 1), formant quatre surfaces réfléchissantes, le miroir M, placé entre les deux autres, étant argenté sur ses deux faces.

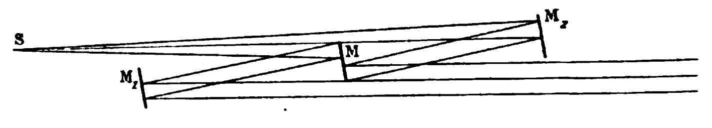


Fig. 1.

La lumière émanée d'une fente S éclairée se réfléchit suivant l'indication de la figure; si, par une légère rotation du miroir M_2 autour d'une direction parallèle à la fente S, on fait converger la lumière réfléchie entre M et M_2 sur l'autre portion réfléchie entre M et M_1, on observe des franges d'interférence dans la partie commune des faisceaux.

Si, sur le trajet de l'un ou l'autre des faisceaux compris entre les miroirs, on provoque une différence de chemin optique, le système de franges se déplacera dans un sens ou dans l'autre et l'on pourra soit observer, soit inscrire par la photographie (1) sur un cylindre tournant, ce mouvement dont la courbe sera ainsi enregistrée. On inscrit en même temps les vibrations d'un diapason et d'un signal donnant la seconde, afin d'avoir les éléments nécessaires à la connaissance du mouvement enregistré; en outre, si le phénomène étudié donne lieu à des déplacements successifs des franges, les intervalles de

(1) On emploie alors la lumière de l'arc électrique pour éclairer la fente.

temps qui les séparent pourront ainsi être connus par la lecture du tracé du diapason.

C'est donc entre M_2 et M ou entre M et M_1 que doit se trouver le milieu dans lequel se manifestent les variations à mesurer qui donnent lieu à une variation corrélative du chemin optique. L'espace qui entoure les faisceaux entre chaque paire de miroirs étant entièrement libre, permet de disposer aisément des appareils appropriés à la production du phénomène considéré.

On peut faire varier dans de très grandes limites la sensibilité de l'appareil, soit en écartant ou en rapprochant les miroirs, soit en augmentant ou en diminuant le nombre de réflexions des faisceaux lumineux entre les surfaces réfléchissantes, soit en combinant les deux moyens. Nous avons ainsi réalisé des parcours optiques de plus de 50 mètres.

Dans le dispositif élémentaire indiqué ci-dessus, à mesure que le chemin parcouru par la lumière augmente, l'éclat diminue; pour conserver cet éclat, en même temps que pour avoir une plus grande facilité dans le réglage, nous employons cet appareil sous la forme suivante indiquée schématiquement par la *fig.* 2; elle représente une coupe des appareils et des faisceaux lumineux par un plan perpendiculaire à la fente.

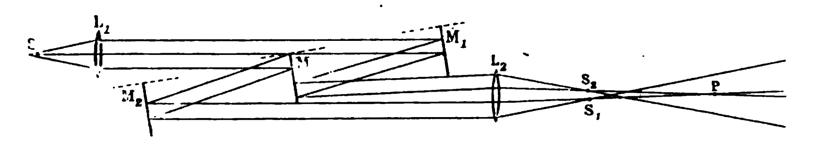


Fig. 2.

La fente lumineuse S est située dans le plan focal d'une lentille L_1 et le faisceau de lumière parallèle qui en sort est, comme précédemment, partagé en deux parties par l'arête du miroir M, dont les deux faces sont réfléchissantes ; l'un des faisceaux se propage entre les miroirs M et M_1, l'autre entre M et M_2 ; les quatre faces réfléchissantes sont parallèles et les deux premières sont entre elles à la même distance que les deux dernières.

Les faisceaux de lumière parallèle sont reçus, après leur dernière réflexion, par une lentille L_2 qui donne dans son plan focal une image de la fente primitive; on dédouble cette image en deux autres

S_1, S_2, en faisant tourner légèrement le miroir M_2, par exemple, autour d'une direction parallèle à la fente lumineuse, de manière à établir une faible divergence entre les deux faisceaux tombant sur la lentille L_2.

Les deux images réelles S_1, S_2 forment deux sources lumineuses interférentes, et l'on obtient dans la partie commune des faisceaux des franges très nettes et très lumineuses.

Les conditions essentielles à remplir sont l'égalité des chemins optiques des deux faisceaux séparés et, d'autre part, le parallélisme des miroirs à la direction de la fente lumineuse.

Cette direction peut d'ailleurs être quelconque au point de vue de la production des franges; elle sera choisie d'après la nature de l'expérience à faire. On disposera, par exemple, la fente verticalement ou horizontalement, suivant que les faisceaux devront traverser dans sa largeur ou dans sa hauteur le milieu à étudier compris entre les miroirs; les châssis servant de support aux miroirs subiront seuls une modification par suite de ce changement de sens.

Le dispositif interférentiel employé comme il vient d'être dit permet encore d'obtenir des franges localisées en un point commun aux deux faisceaux interférents, avec une grande étendue de la source lumineuse.

Pour s'en rendre compte, il faut chercher la visibilité des franges dans ce dispositif. En se reportant à l'étude générale de la visibilité des franges d'interférence [1], on verra que la netteté des franges en un point P dépend de la largeur qu'auraient les franges, observées dans le plan de la source lumineuse S, si cette source était supposée transportée au point d'observation P. Autrement dit, la largeur des franges, considérées dans ce dernier cas, est une limite à l'ouverture possible de la fente S, qui sert de source lumineuse dans l'usage normal de l'appareil; les franges réelles au point d'observation P disparaîtront si la largeur de la fente atteint cette grandeur.

Si, pour un certain point P, les faisceaux interférents supposés issus de ce point arrivent à donner des franges infiniment larges, ce point sera un point de localisation pour une source de lumière étendue en tous sens en S.

Or un tel point existe dans notre dispositif interférentiel. Dési-

---

(1) MACÉ DE LÉPINAY et FABRY, *Visibilité des franges d'interférence* (*J. de Phys.*, 2e série, t. X, p. 1; 1891); et Ch. FABRY (*Ibid.*, 3e série, t. I, p. 313; 1892).

gnons par p la distance du point d'observation P au plan focal de la lentille L_2; la longueur focale de cette lentille étant φ, le point P supposé lumineux aurait une image réelle à une distance $\frac{\varphi^2}{p}$ du plan focal antérieur de cette lentille.

Si la lentille L_2 est à une distance b du miroir central M, la distance de l'image de P à ce miroir central sera

$$b - \varphi - \frac{\varphi^2}{p}.$$

Cette image, par le jeu de n réflexions successives entre les miroirs, donnera des images virtuelles, dont l'écartement, pour une inclinaison ω du miroir M_2 sur les deux autres supposés parallèles, sera exprimé par

$$\delta = 2n\omega\left(b - \varphi - \frac{\varphi^2}{p} + nc\right) \text{ (}^1\text{)},$$

en désignant par c l'intervalle commun entre les miroirs pris deux à deux.

Cette séparation des images peut avoir une valeur nulle pour une certaine position du point P telle que

$$p = \frac{\varphi^2}{b - \varphi + nc}.$$

Le jeu de la lentille L_2 laissera dans ce cas les images confondues, ce qui correspond à des franges infiniment larges, dans le plan de la source primitive S, comme partout ailleurs. Pour cette position particulière de P, on doit donc observer dans le fonctionnement normal de l'appareil des franges localisées avec une source étendue en S.

Ce point a une signification géométrique bien précisée.

Quand les faisceaux sortant de la région des miroirs arrivent séparés sur la lentille L_2, par l'effet de l'inclinaison ω du dernier miroir sur les deux autres, la distance qui sépare les bords intérieurs de ces faisceaux a pour valeur

$$2n\omega(nc + b).$$

---

(1) Dans l'établissement des formules, on a compté les longueurs sur les rayons lumineux comme si elles étaient normales aux miroirs; on a donc négligé à ce point de vue l'inclinaison, toujours faible, des faisceaux sur les miroirs; on a négligé aussi l'épaisseur des glaces constituant ces miroirs.

Or, si l'on considère le point P où ces mêmes bords des faisceaux se coupent au-delà du plan focal, on a la relation

$$\frac{p}{\varphi + p} = \frac{S_1S_2}{2n\omega(nc + b)}.$$

S_1S_2 désignant les deux images de la source dans le plan focal de L_2; ces images sont séparées par un intervalle égal à $2n\omega \times \varphi$, et il en résulte la valeur de

$$p = \frac{\varphi^2}{nc + b - \varphi},$$

qui est celle correspondant au point de localisation des franges avec une source étendue en S.

Nous avons pu vérifier en effet qu'on obtient des franges absolument nettes en ce point en donnant à la fente une largeur dépassant 3 millimètres. La vérification s'est produite même avec 8 et 10 réflexions entre des miroirs séparés par une distance de 3 mètres (parcours optique de 50 mètres).

Description des appareils. — Les miroirs sont formés par des glaces de verre argenté qui doivent être aussi planes que possible et vérifiées optiquement à cet égard [1].

Nous avons monté notre dispositif interférentiel de diverses manières, mais nous pouvons ramener son installation aux deux formes suivantes.

a) Chacun des miroirs est fixé sur un support distinct. La *fig.* 3 montre le support des miroirs M et M_1 et la *fig.* 4 celui du miroir M_2.

Chaque support est pourvu de deux mouvements de réglage permettant de faire tourner le miroir soit autour d'un axe vertical, soit autour d'un axe horizontal; ces mouvements sont obtenus par l'action d'une vis micrométrique A ou B sur l'extrémité de leviers assez longs, fixés, l'un D au cadre portant le miroir, l'autre C au châssis EE.

Le miroir M_2 et ses organes de réglage sont fixés sur un plateau P (*fig.* 4) qui peut glisser parallèlement à lui-même sur des règles rabotées dans le bloc de fonte SS. Ce mouvement est commandé par une vis micrométrique V à tête dentée qui est actionnée à volonté par une vis tangente T. On voit encore sur la *fig.* 4 des vis tan-

[1] Celles que nous avons employées avaient été travaillées par M. Jobin et nous ont donné de très bons résultats.

gentes T_1, T_2, qui permettent aussi d'agir sur la tête des vis micro-

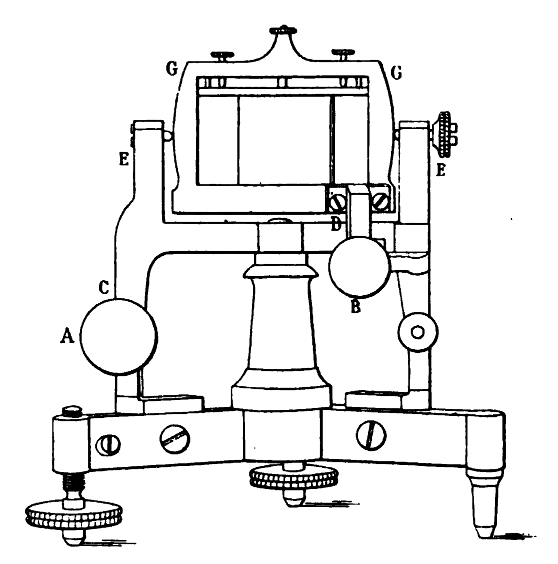


Fig. 3.

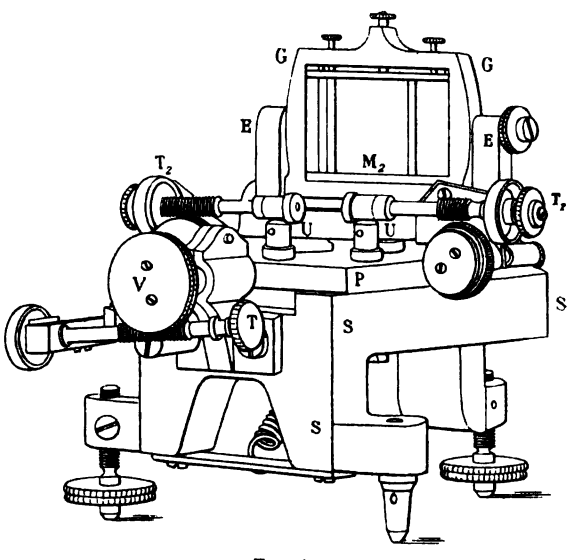


Fig. 4.

métriques réglant l'orientation du miroir ; ces vis sont articulées

en U, U et engrènent par leur propre poids; on peut donc provoquer ou supprimer leur action à volonté.

Le miroir central M doit avoir ses deux faces bien parallèles et argentées toutes deux; il est, en outre, biseauté de façon à ce que le partage du faisceau initial se fasse sans qu'aucune partie soit perdue par l'interposition de l'épaisseur du verre. La *fig.* 5 montre l'effet de cette disposition sur la marche des rayons lumineux.

Dans les appareils reproduits ci-contre (*fig.* 3 et 4), les cadres G, G qui portent les miroirs sont disposés pour le cas où la fente lumineuse est verticale; lorsqu'on la place horizontalement, ces cadres sont remplacés par d'autres, construits de façon à laisser passer librement les faisceaux au-dessus et au-dessous des miroirs, et qui, placés dans le même châssis EE, bénéficient des mêmes mouvements de réglage.

b) Deux des miroirs M et M_1 sont fixés vis-à-vis l'un de l'autre à l'enceinte même dans laquelle se produisent les phénomènes à l'étude desquels le réfractomètre est appliqué.

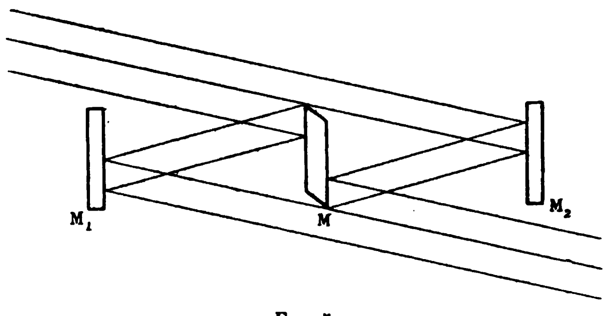


Fig. 5.

Chacune de ces deux glaces rectangulaires à faces parallèles, telle que MM (*fig.* 6), est collée sur un cadre métallique AA qui vient se loger dans une cavité ménagée dans la paroi CC de l'enceinte. Un joint de caoutchouc épais (8 à 10 millimètres) est interposé en *hh*, et trois vis B dont les écrous sont fixés à la paroi viennent appuyer sur le cadre porte-glace pour le maintenir et permettre les mouvements d'orientation nécessaires en profitant de l'élasticité du caoutchouc.

Les glaces sont argentées, mais seulement sur une portion de leur surface, de façon à laisser libre passage aux faisceaux lumineux

de chaque côté de l'argenture. Celle des glaces qui sert de miroir central est argentée sur les deux faces, et la limitation de l'argenture *ee*, *ff* (*fig.* 6) est faite de façon à réaliser le même effet que le biseautage mentionné plus haut (*fig.* 5).

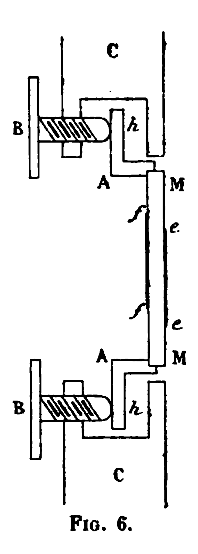


Fig. 6.

Le troisième miroir M_2 est supporté par l'appareil précédemment décrit (*fig.* 4), qui sera placé à une distance convenable de l'enceinte.

L'un ou l'autre de ces arrangements permet de placer les trois miroirs dans la position indiquée schématiquement par la *fig.* 2, de manière qu'ils soient parallèles et équidistants.

Réglage du réfractomètre. — Il n'est pas nécessaire d'indiquer les moyens simples que l'on peut employer pour rendre les miroirs d'abord approximativement parallèles; il suffit d'observer la marche géométrique des faisceaux parallèles donnés par la lentille L_1. On s'arrangera seulement pour que les arêtes des miroirs se trouvent sur un même alignement de direction normale aux plans des miroirs (ligne ponctuée de la *fig.* 2); grâce à cette précaution, on pourra toujours obtenir un nombre quelconque de réflexions entre les miroirs, simplement en faisant varier l'inclinaison du rayon incident par le déplacement de la source S et de la lentille L_1; et, comme les miroirs sont parallèles, chaque faisceau, après une ou plusieurs réflexions, reste parallèle au faisceau incident, quelle que soit l'incidence.

Pour achever le réglage du parallélisme, il est commode de s'y prendre de la manière suivante :

Ayant d'abord mis les miroirs M et M_1 vis-à-vis l'un de l'autre de façon à ce que le faisceau lumineux, après une réflexion entre eux, semble bien rester à un écartement constant de la partie non arrêtée par le miroir central, on remplace la fente lumineuse S par une croisée de traits faite sur une plaque de verre argentée ; en arrière des deux miroirs, on arrête les faisceaux par un miroir plan auxiliaire placé normalement, de manière à les renvoyer sur eux-mêmes ; la lentille L_1 forme pour chacun des faisceaux de retour une image de la croix lumineuse dans son plan focal, c'est-à-dire dans le plan même de la croix. On juge de la bonne position de celle-ci par la netteté des images de retour. Il y aura deux images distinctes tant que les miroirs M et M_1 ne seront pas exactement parallèles ; on déplace donc l'un des miroirs jusqu'à ce que ces deux images soient confondues.

Au lieu de ce procédé d'autocollimation, on peut employer une lunette visant sur l'infini, et dont l'objectif sera assez large pour recevoir à la fois les deux faisceaux lumineux, comme le fait le miroir auxiliaire dans le réglage précédent. On obtient alors la coïncidence des images au foyer de la lunette en agissant sur les vis de réglage.

Les deux miroirs M et M_1 étant ainsi amenés à un parallélisme exact, on met en place le dernier miroir M_2, en face du second, de façon à ce que sa distance à M soit égale à la distance MM_1, et on l'oriente de manière que, en recevant sur une lunette le faisceau lumineux qui s'est réfléchi entre M et M_2 en même temps que le faisceau réfléchi entre M_1 et M, les images correspondantes dans le plan focal de la lunette viennent à coïncider. Les quatre faces réfléchissantes sont alors parallèles.

On remet la fente en S, devant la source éclairante ; on fait tourner légèrement le miroir M_2 autour de l'axe parallèle à la fente, pour écarter légèrement les deux faisceaux interférents ; on place ensuite la lentille L_2, et il ne reste qu'à régler exactement la distance du miroir M_2 au miroir M pour voir les franges dans la partie commune des faisceaux, au delà du plan focal de L_2.

Pour cela, il est commode d'employer un spectroscope à vision directe dont la fente occupera le point d'observation des franges. Si la distance MM_2 a été déjà amenée à être assez approximativement

égale à MM_1, on voit un spectre cannelé. En tout cas on fera apparaître des cannelures en s'approchant de l'égalité des distances, par le déplacement du chariot qui entraîne le miroir M_2 parallèlement à lui-même; on poursuit ce déplacement jusqu'à ce que les cannelures du spectre s'élargissent, et finalement s'évanouissent. A ce moment, on peut voir les franges réelles en lumière blanche, après avoir enlevé le spectroscope.

Si tous les réglages étaient parfaits, on aurait immédiatement les franges avec leur maximum de netteté. Ce n'est pas ce qui arrive généralement et il faut encore retoucher légèrement les divers mouvements du dernier miroir pour donner aux franges la netteté et la grandeur désirables. Mais c'est là le dernier réglage qui se fait habituellement sur tous les appareils longs.

Les franges ainsi obtenues peuvent être photographiées, même lorsqu'elles sont animées d'un mouvement rapide et que les faisceaux ont effectué séparément des parcours assez considérables.

Observations sur l'emploi du réfractomètre. — Bien qu'en se plaçant au point de localisation des franges on puisse donner un éclat considérable aux faisceaux lumineux en ouvrant largement la fente, cependant, en réalité, ce point n'est guère utilisable pour de bonnes inscriptions photographiques, car c'est le point de séparation des faisceaux et le phénomène d'interférence y est mélangé avec celui de diffraction; le champ des franges n'est pas suffisamment pur. Mais il est bon de s'en rapprocher autant que possible, tout en se maintenant dans la région comprise entre S, S_2 et P, où la superposition des faisceaux forme un fond bien uniforme.

Il y a avantage pour cela à employer, en L_1 et L_2, des lentilles à long foyer; nous nous sommes toujours servi de lentilles ayant au moins 1 mètre de longueur focale.

On peut accroître ou diminuer dans de très grandes proportions la sensibilité de l'appareil en faisant varier la distance des miroirs et le nombre des réflexions. Pour avoir une idée de cette sensibilité, il suffit de noter par exemple que, dans l'air pris à la pression atmosphérique, il faut un parcours optique de 13 mètres pour qu'une variation de densité de $\frac{1}{10000}$ déplace le système de frange d'une largeur de franges enregistrées photographiquement. On rendrait ainsi visibles très nettement des différences de pression inférieures

à $\frac{1}{100000}$ d'atmosphère ou des variations de température de l'ordre de $\frac{2}{1000}$ de degré.

Un parcours de cet ordre de grandeur est facilement réalisable; dans le cas où la longueur du trajet serait un obstacle à la constance du phénomène à mesurer, on la réduira; mais, étant donnée une longueur dans laquelle cette constance se maintient au degré voulu, on peut encore accroître dans des limites considérables la sensibilité de l'appareil en se bornant à augmenter le nombre des réflexions.

Cependant une trop grande augmentation du parcours optique amène généralement, dans l'existence des franges, des perturbations dont l'atténuation, sinon la suppression, ne peut être obtenue que par l'emploi de dispositifs appropriés.

Ces perturbations sont de deux sortes. D'abord les vibrations accidentelles des supports, qui se traduisent par la vibration des franges; cet inconvénient s'accroît surtout avec le nombre de réflexions. Les formules données précédemment pour l'écartement des images ou des faisceaux montrent que l'inconvénient résultant du défaut de fixité des miroirs peut s'évaluer en raison du carré de ce nombre de réflexions. C'est par une étude appropriée des supports, par l'emploi judicieux de cales de caoutchouc, que l'on peut rendre minimum les perturbations de cette espèce. — Un autre genre de trouble apporté à la production des franges par un trop grand accroissement du chemin optique consiste dans un déplacement général et lent du système des franges dans un sens ou dans l'autre, traduisant une variation relative des chemins optiques des faisceaux interférents([1]). Ce déplacement doit provenir de ce que, dans les intervalles distincts franchis par les deux faisceaux interférents, l'air même calme subit des variations de densité diverses, attribuables à des variations non uniformes de la température : ces déplacements varient même le long d'une même frange; lorsque nous avons employé de grands parcours optiques (50 mètres environ), les franges ont été constamment animées de mouvements de torsion qui révèlent d'une manière curieuse des échanges incessants de chaleur entre des couches aériennes situées à des niveaux différant de moins de 1 centimètre; le spec-

([1]) Cette variation peut aussi être aperçue, plus faiblement il est vrai, sur les images de la fente ou d'une croisée de traits lumineux formées au foyer de la lentille L_2.

troscope est d'un emploi commode pour l'observation de ces mouvements de déplacement et de torsion, car il permet de les suivre pour des écarts qui feraient disparaître les franges en lumière blanche.

C'est donc au réglage d'une température uniforme et invariable qu'il faudra s'attacher si l'on veut obtenir des franges bien fixes quand le parcours optique dépasse une dizaine de mètres dans l'air atmosphérique. Au-dessous de ce parcours, nous n'avons que très rarement constaté l'inconvénient dont nous venons de parler.

SUR LA SPECTROPHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE (1);

Par M. C. CAMICHEL.

I. Homogénéité des plaques photographiques du commerce. — J'ai étudié cette question sur un très grand nombre de plaques au gélatino-bromure d'argent. Le dispositif employé est le suivant; il a été indiqué pour la première fois par M. Bouasse dans son remarquable mémoire sur les actions photographiques (2).

Une source de lumière (lampe de Nernst à filament rectiligne) est maintenue constante par un aide qui manœuvre un rhéostat à variations continues pendant qu'il observe la déviation produite dans un galvanomètre par le courant qui traverse la lampe. Celle-ci éclaire la fente d'un spectroscope à trois prismes de flint. La radiation étudiée est isolée au moyen d'une fente de $8^{mm} \times 1^{mm},5$, percée dans un écran métallique mince. Derrière cette fente se trouve la plaque photographique, placée sur un chariot micrométrique. Sur cette plaque, je fais une série d'impressions dont les centres sont séparés par 2 millimètres. L'obturateur employé est constitué par un pendule commandé électriquement par un deuxième pendule très lourd; les durées de pose sont des multiples de la période du grand pendule, elles sont rigoureusement constantes.

La plaque photographique développée, fixée et séchée est replacée sur *le même chariot micrométrique;* une lentille convergente forme,

---

(1) Le mémoire complet a paru dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse.*

(2) BOUASSE, *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse*, 1894.

au centre d'une impression photographique, une image réelle f ($0^{mm},3 \times 5^{mm}$) du filament rectiligne d'une seconde lampe de Nernst; une deuxième lentille forme sur une pile thermo-électrique linéaire une image réelle de f. La pile thermo-électrique est reliée à un galvanomètre. En tournant la vis micrométrique, j'étudie la transparence des impressions photographiques pour des points rigoureusement homologues, ce qui est essentiel, étant donnée la variation de la sensibilité du gélatino-bromure avec la longueur d'onde de la radiation qui l'impressionne.

En éliminant avec soin toutes les causes d'erreur, sur lesquelles il serait trop long d'insister, j'ai trouvé que les plaques photographiques du commerce possèdent, en général, une homogénéité remarquable ; par exemple, pour les plaques Lumière, marque bleue, en désignant par α et α' les impulsions galvanométriques qui mesurent les transparences de deux photographies séparées par une distance comprise entre 0 et 3 centimètres, je trouve $\frac{\alpha - \alpha'}{\alpha} < \frac{1}{300}$ pour environ 90 0/0 des plaques étudiées.

II. — $\int_0^\theta I dt = C^{te}$,

θ = durée de pose,
I = intensité de la lumière.

J'ai vérifié que, dans ces conditions, l'impression photographique diminue quand le temps de pose augmente.

Voici quelques nombres :

Intensités en unités arbitraires	Durée de pose	Déviation galvanométrique
3	1 minute	57,0
1,5	2 —	65,5
1	3 —	72,0
0,75	4 —	80,0
0,50	6 —	92,0

La courbe (*fig.* 1) représente la variation de la transparence avec la durée de pose.

Les méthodes photométriques, qui supposent l'impression photographique constante, quand on maintient $\int_0^\theta I dt$ invariable, sont donc complètement inexactes et ne permettent même pas la comparaison d'intensités lumineuses peu différentes.

MM. Abney et Bouasse sont arrivés à des conclusions analogues.

III. **Méthode spectrophotométrique.** — Pour comparer les intensités I et I′ de deux radiations de même longueur d'onde, j'emploie la méthode suivante (¹) :

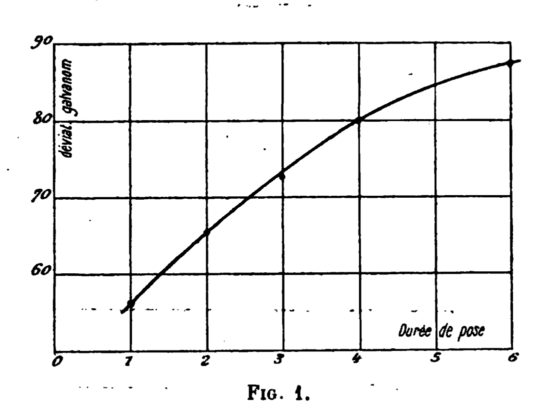


FIG. 1.

Sur une même plaque photographique, je fais, à des époques régulièrement espacées, une série d'impressions photographiques correspondant toutes à la même durée de pose et à des intensités :

$$I, \quad K_2I', \quad I, \quad K_4I', \quad I, \ldots$$
$$I' > I, \quad 1 > K_2 > K_4 > K_6.$$

Le cliché développé est étudié à la pile thermo-électrique.

Soient α_1, α_2, α_3, ... les impulsions du galvanomètre qui mesurent la transparence des diverses impressions photographiques. Je construis deux courbes ayant pour abscisses l'une et l'autre les diverses positions de la plaque photographique, et comme ordonnées, l'une les déviations correspondant aux impressions impaires, l'autre les déviations correspondant aux impressions paires. La première de ces courbes permet de se rendre compte des variations de la lampe et du degré d'hétérogénéité de la plaque. Les deux courbes se coupent en un point A, correspondant à une certaine position p de la plaque photographique. Soit $\alpha = f(I, p)$ la fonction qui représente la variation de la transparence des impressions photographiques avec l'intensité I de la radiation et la position p de la plaque.

(¹) Cette méthode n'exige pas que la source de lumière soit constante, mais varie d'une façon continue avec le temps. De même, la plaque peut avoir une hétérogénéité continue.

Pour le point A,

$$f(\mathrm{I}, p) = f(\mathrm{KI}', p),$$

ce qui donne

$$\frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}'} = \mathrm{K}.$$

Les variables K et p sont d'ailleurs liées par une relation simple, linéaire en général, et que l'expérimentateur choisit arbitrairement.

IV. **Du degré de précision de la méthode précédente.** — Pour déterminer les conditions les meilleures de l'expérience, j'étudie la courbe $\alpha = \varphi(\mathrm{I})$, la pose étant invariable ; la plaque choisie est *homogène*. Cette courbe présente un point d'inflexion qui correspond à l'intensité dont les variations s'apprécient le mieux.

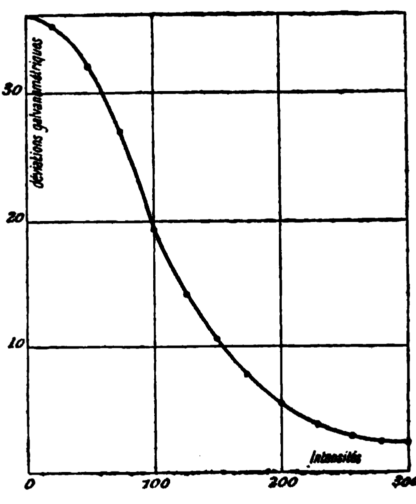


Fig. 2.

Voici un exemple :

$\lambda = 0^{\mu},589$; pose 2 minutes, plaque Lumière marque bleue.

I Intensités en unités arbitraires	α Déviations galvanométriques	I	α
300	16	125	150,5
275	20	100	204
250	26	75	268
225	34	50	320
200	48	25	348
175	71	0	360
150	108,5		

Les nombres précédents indiquent que, dans la région du point d'inflexion (Voir *fig.* 2), à

$$d\alpha = 1 \text{ millimètre} \quad \text{correspond} \quad \frac{dI}{I} = \frac{1}{222},$$

c'est-à-dire qu'une variation de $\frac{1}{222}$ de l'intensité de la radiation se traduit par un changement dans la déviation galvanométrique de 1 division. Les divisions de l'échelle du galvanomètre sont de 1 millimètre, il est facile d'apprécier le quart de division.

On peut dire que la précision des mesures est limitée seulement par les variations d'intensité des sources de lumière à comparer.

Remarque : Si l'intensité des radiations étudiées est trop faible pour que les mesures correspondent à la région du point d'inflexion, il faudra voiler préalablement la plaque : c'est un procédé analogue à celui qui consiste à employer dans les relais des électro-aimants polarisés.

14 octobre.

SUR LA POLYROTATION DES SUCRES;

Par M. E. ROUX.

On sait depuis longtemps que, lorsqu'on observe à plusieurs reprises une solution de glucose fraîchement préparée, on trouve un pouvoir rotatoire qui diminue rapidement avec le temps et ne devient constant et égal à 52°,5 qu'après plusieurs heures.

Cette limite est atteinte d'autant plus vite que la température est plus élevée. On y parvient instantanément en portant la solution à l'ébullition, ou bien encore en l'additionnant d'une trace d'alcali.

Cette curieuse propriété optique a été observée pour la première fois, sur le glucose, par Dubrunfaut (1) ; depuis on a reconnu qu'elle existe pour tous les sucres réducteurs.

Certains auteurs, tels que Jacobi (2), Brown et Pickering (3), attribuèrent la multirotation à la formation d'hydrates ; d'autres, tels que

(1) *C. R.*, t. XXIII, p. 38.
(2) *A.*, t. CCLXXII, p. 170.
(3) *J. chem. Soc.*, t. LXXI, p. 756 et 783.

Béchamp [1], Tollens [2], admirent l'hypothèse inverse d'une déshydratation. Dubrunfaut [3] avait pressenti qu'il y avait là des transformations isomériques, et la découverte, par M. Tanret, des formes tautomères des sucres a donné l'explication très nette de ce phénomène.

La théorie permettait d'assigner aux sucres réducteurs, en général, trois formes tautomères : M. Tanret a montré [4] que ces sucres se présentent effectivement sous trois formes distinctes, d'activité optique très différente, qu'il a désignées par les lettres α, β, γ.

Le glucose ordinaire, solide, est le glucose α; son pouvoir rotatoire est supérieur à 106°. Dès qu'on le dissout, il se transforme en β, forme stable de ce sucre en dissolution; sous cet état, son activité optique est de $+ 52°,5$.

Le glucose γ, que M. Tanret a fait connaître, est également solide. Son pouvoir rotatoire est inférieur à $+ 22°$. Il est également instable en dissolution et prend peu à peu la forme β. Il présente donc une multirotation inverse, car son activité optique augmente avec le temps, au lieu de diminuer; mais la limite est la même dans les deux cas : qu'on parte de α ou de γ, on arrive toujours à β.

Cette théorie de la multirotation étant admise, on voit qu'il s'agit là d'une transformation continue, qui, pour une température donnée, est seulement fonction du temps.

Effectivement, Muller [5] avait déjà constaté que la courbe obtenue en portant les temps en abscisses et les pouvoirs rotatoires en ordonnées est une logarithmique. Ayant soumis au calcul les résultats obtenus antérieurement par Parkus et Tollens [6] dans leurs observations sur les sucres doués de polyrotation, il a constaté que $\frac{\alpha}{\alpha'}$ est bien une constante pour des intervalles de temps égaux, α et α' désignant les excès observés aux temps t et t' sur le pouvoir rotatoire stable final.

En prolongeant la courbe jusqu'à l'axe des ordonnées, Muller a pu ainsi mesurer la déviation initiale et déterminer le rapport qui existe entre le pouvoir rotatoire initial et final des sucres étudiés

(1) *C. R.*, t. XLII, p. 640.
(2) *B.*, t. XXVI, p. 1799.
(3) *C. R.*, t. XLII, p. 739.
(4) *C. R.*, t. CXX, p. 1060 ; — et *Bull.*, 3e série, t. XIII, p. 625.
(5) *C. R.*, t. CXVIII, p. 425.
(6) *Liebig Ann.*, t. CCLVII, p. 160 et 178.

par ces auteurs. Il a ainsi trouvé pour le glucose le nombre 2,07.

Cependant Muller avait constaté que, parmi les observations de Parkus et Tollens, les nombres relatifs au glucose ne fournissaient pas une vérification satisfaisante de la loi précédente ; il a fait personnellement deux expériences, qui lui ont donné une constante convenable, mais qui l'ont conduit au rapport 1,895 au lieu de 2,07.

Au moment où le travail de Muller a été publié, on ne connaissait pas la véritable cause du phénomène de la multirotation ; on ignorait notamment l'existence des sucres γ à faible pouvoir rotatoire, car les remarquables expériences de Tanret n'ont été connues que l'année suivante.

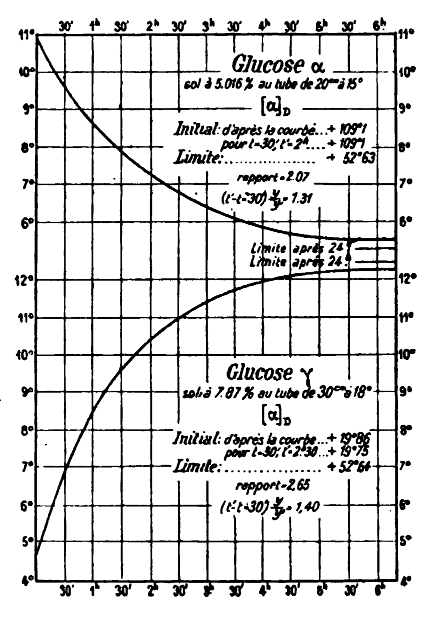


Fig. 1.

Dès lors, on pouvait supposer que les observateurs précédents avaient opéré sur des sucres non définis et que leurs résultats pouvaient être entachés d'erreur. Je me suis donc proposé d'étudier la multirotation des sucres réducteurs en partant de variétés α et γ bien déterminées.

J'ai vérifié que les courbes de transformation répondent bien à

une formule telle que $y = \frac{A}{K^t}$, A étant l'excès de déviation à l'origine, y l'excès au temps t et K une constante.

Le sucre étudié étant finement pulvérisé, sa dissolution est très rapide, de telle sorte que l'origine des temps peut être déterminée avec une incertitude inférieure à une demi-minute.

La déviation finale stable était donnée par l'observation faite le lendemain, ou par une détermination spéciale portant sur une partie de la liqueur chauffée un instant à l'ébullition.

Au lieu de prendre comme constante $\log \frac{\alpha}{\alpha'}$ par minute, j'ai pris plus simplement $\frac{y}{y'}$, c'est-à-dire le rapport des excès de déviation, par demi-heure. Ce rapport mesure naturellement la vitesse du phénomène.

L'excès de déviation A, à l'origine, est donné par la formule :

$$\log A = \frac{t' \log y - t \log y'}{t' - t},$$

tirée de l'équation de la courbe. J'ai constaté que la valeur de A ainsi déterminée est sensiblement la même que celle qu'on obtient en prolongeant graphiquement la courbe des déviations observées jusqu'à l'axe des y, c'est-à-dire à l'origine des temps.

Expériences sur le glucose. — *Glucose* α. — On admet que le glucose ordinaire, qui est le glucose α de Tanret, présente, en solution fraîche, un pouvoir rotatoire de $+ 105°$ (Parkus et Tollens, *A.*, t. CCLVII, p. 160), $+ 106°$ (Tanret, *Bull.*, 3e série, t. XIII, p. 625), c'est-à-dire sensiblement double de son pouvoir stable 52°,50, donné par la formule de Tollens :

$$[\alpha]_D = + 52{,}50 + 0{,}018796p + 0{,}00051683p^2,$$

p désignant la richesse centésimale de la liqueur en volume.

Les résultats que j'ai obtenus montrent que la transformation de ce sucre α en sucre β se fait bien suivant la loi précédente.

J'ai trouvé pour pouvoir rotatoire initial $[\alpha]_D = + 109°{,}10$, ce qui donne pour le rapport des pouvoirs rotatoires :

$$\frac{[\alpha]_D \text{ de } \alpha}{[\alpha]_D \text{ de } \beta} = 2{,}07.$$

La vitesse de transformation est à peu près indépendante de la concentration, car j'ai trouvé pour $t' - t = 30$ minutes :

$$\frac{y}{y'} = \begin{cases} 1{,}315 \text{ pour une solution à } 5\ 0/0 \\ 1{,}345 \quad — \quad 10\ — \end{cases}$$

les conditions de température étant sensiblement les mêmes.

Il est probable que le glucose employé par Muller, dans les deux expériences personnelles qu'il a fait connaître, était un mélange de α et de β, ce qui explique que le pouvoir rotatoire initial trouvé par cet auteur est trop faible.

Glucose γ. — Je dois à l'extrême obligeance de M. Tanret un échantillon de ce produit, dont la préparation est assez délicate.

J'ai trouvé pour $\frac{y}{y'}$ la valeur 1,40 en moyenne, pour une concentration de 8 0/0 vers 18°, c'est-à-dire une vitesse de transformation à peine plus grande que celle du sucre précédent.

Le pouvoir rotatoire initial est + 19°,80, ce qui donne pour le rapport

$$\frac{[\alpha]_D \text{ de } \beta}{[\alpha]_D \text{ de } \gamma} = 2{,}65.$$

Le nombre + 19°,80 est très inférieur au nombre donné par M. Tanret ; mais ce savant a bien voulu me faire connaître que, d'après ses observations personnelles, le pouvoir rotatoire du glucose γ diminue avec le temps, et ce résultat ne l'a pas surpris.

Les résultats de mes expériences sur les glucoses α et γ sont représentés par la *fig.* 1.

Mélange de α *et de* γ. — Le mélange suivant :

glucose α	36,73
glucose γ	63,27
	100,00

possède, à l'origine, un pouvoir rotatoire de 52°,6, en solution à 6 0/0, c'est-à-dire se comporte comme du glucose β. J'ai constaté qu'un pareil mélange donne une déviation constante et se conduit comme une sorte de racémique. Ce fait montre que, pour ces concentrations respectives du moins, les vitesses de transformation des deux sucres α et γ en β sont les mêmes : il y a compensation à tous les instants. Un pareil mélange aurait été considéré, autrefois, comme un glucose particulier, non doué de multirotation.

Expériences sur le lactose. — *Lactose* α. — J'ai trouvé + 83°,16 pour pouvoir rotatoire initial, et 1,331 pour la vitesse de transformation, mesurée, comme précédemment, pour une concentration de 6 0/0 à 18°.

Lactose γ. — Le pouvoir rotatoire initial que j'ai obtenu est de + 35°,17, et la vitesse de transformation de 1,305 pour une concentration de 10 0/0 à 17°.

Mélange de α *et de* γ. — La vitesse de transformation de ces deux sucres est très peu différente. Un mélange de :

Lactose α....................	36,30
Lactose γ....................	63,70
	100,00

m'a donné une déviation constante égale à celle du lactose β. Ce mélange est donc, comme le précédent, une sorte de racémique. La multirotation est masquée par compensation. La critique que j'ai dû faire des résultats obtenus par Muller sur le glucose doit être étendue à mes expériences sur les lactoses. Il est certain que les variétés α et γ, que j'ai préparées, contenaient toutes deux un peu de β, car les pouvoirs rotatoires initiaux obtenus sont moindres pour α et plus forts pour γ que ceux observés par M. Tanret, après quelques minutes. Leur seul intérêt est donc de mettre en évidence l'égalité des vitesses de transformation de ces deux variétés.

Conclusions. — De ces quelques essais il résulte :

1° Que les variétés γ de sucres à faible pouvoir rotatoire se transforment en suivant la même loi logarithmique que les variétés α à pouvoir rotatoire élevé ; ce qui n'avait pas encore été établi ;

2° Que les vitesses de transformation sont sensiblement les mêmes pour les variétés α et γ du glucose et du lactose ;

3° Que des mélanges de α et de γ peuvent donner une déviation constante, c'est-à-dire ne pas donner lieu à la polyrotation ;

4° Que le pouvoir rotatoire initial du glucose ordinaire est égal à + 109°,1, nombre supérieur au double de son pouvoir stable. Le rapport que présentent ces deux pouvoirs est bien 2,07, ainsi que Muller l'a déduit par le calcul des expériences de Parkus et Tollens ;

5° Enfin, que, pour déterminer le pouvoir rotatoire initial d'un sucre doué de multirotation, il n'est pas nécessaire de construire une courbe. Il suffit de faire deux déterminations, à des temps comptés à partir du moment de la dissolution (après un quart d'heure et une

heure et demie par exemple), et d'appliquer la formule précédente, après avoir établi la déviation stable finale, soit par une observation faite le lendemain, soit par l'examen d'une partie de la liqueur, un instant portée à l'ébullition.

Le phénomène de la transformation des sucres α et γ en β ne paraît pas limité, du moins pour les concentrations employées. Il est probable qu'il n'en serait pas ainsi si l'on opérait avec des solutions suffisamment concentrées.

A. RIGHI. — Sulla ionizzazione dell'aria prodotta da una punta elettrizzata (Sur l'ionisation de l'air produite par une pointe électrisée). — *R. Accad. d. Sc. d. Istituto di Bologna*, 5e série, t. X, p. 371-391 ; 1903.

Dans un mémoire antérieur (1) à celui-ci, l'auteur avait mentionné le mouvement, suivant les lignes de force, des particules électrisées émises par une pointe, et la possibilité, grâce à cette convection, d'obtenir une ombre électrique sur un écran, par interposition d'un objet entre celui-ci et la pointe ; il est plus correct d'admettre, suivant A. Righi, qu'il y a une ionisation continue des molécules d'air dans le voisinage de la pointe, les ions ainsi produits se mouvant suivant les deux directions opposées du champ; tout près de la pointe, où l'intensité du champ est notable, les ions possèdent une énergie cinétique assez grande pour ioniser les molécules d'air rencontrées sur leur trajet; ils n'éprouvent qu'une diminution de vitesse, de telle sorte que, suivant les vues modernes, la convection suivant les lignes de force est effectuée non par des molécules d'air électrisées, mais par des ions ayant une charge semblable à celle de la pointe; lorsque la ligne de force présentera, en une certaine région, une courbure fortement prononcée, il pourra arriver, sous l'influence de certaines circonstances, que les ions quittent la ligne de force suivant la tangente à la ligne, si leur vitesse est suffisante, et quittent ainsi la région où existe un champ électrique, pour passer dans une région où le champ électrique est nul.

Soit, par exemple, une pointe débitant un flux continu d'électricité à l'intérieur d'une caisse métallique mise au sol, et soit, vis-à-vis la

(1) *R. Accad. d. Sc. d. Istituto di Bologna*, t. II, p. 555; t. III, p. 461 ; — *Il Nuovo Cimento*, 3e série, t. XI, p. 123.

pointe, une ouverture formée par une fine toile métallique : les lignes de force émises par la pointe se ferment sur les parois de la caisse, et sur les bords des ouvertures du treillis de la toile, en s'incurvant légèrement ; on comprend que, dans ces conditions, les ions puissent s'échapper au dehors, dans la région de champ nul, et charger ainsi un disque placé en face de la toile métallique, et relié avec un électromètre ; pour que l'expérience soit probante, les mailles de la toile doivent évidemment ne pas être trop grandes, sans quoi une portion des lignes de force sortirait tout naturellement au dehors. En remplaçant la pointe par une petite sphère, l'auteur n'a constaté aucune déviation à l'électromètre, avec les toiles employées ; on peut donc admettre que le champ extérieur est bien nul, et qu'aucune ligne de force ne sort vraiment des ouvertures, si la toile est assez fine ; puisque, dans ces conditions, avec la pointe on obtient une déviation, on ne peut l'attribuer qu'aux ions sortis à travers les ouvertures suivant la tangente aux lignes de force.

Si l'on désigne par S la déviation électrométrique correspondant à 1 volt et δ la déviation observée après exposition au flux des ions, pendant un temps t, du disque de capacité c, l'intensité du courant i provoqué par l'ionisation est donnée par $i = \frac{\delta c}{tS}\cdot$ On constate ainsi que : 1° le disque se charge, de même signe que celui de la pointe, ce qui met en évidence le passage des ions à travers la toile ; de plus, à circonstances égales la charge est plus grande quand la pointe est négative que quand elle est positive ; 2° que, si l'on fait varier la distance d de la toile métallique au disque, l'intensité i, au lieu de diminuer constamment quand d augmente, — ce qui devrait être, car le nombre des ions qui atteignent le disque doit diminuer, — présente une variation différente : i augmente tout d'abord, atteint un maximum pour diminuer ensuite ; il est évident que cela provient de ce que le champ dans la caisse métallique où se trouve le disque ne reste pas nul, à cause de la charge progressive du disque ; sa valeur augmente, et l'intensité du champ ainsi créé s'oppose à la venue des ions, ce qui diminue la valeur de i, d'autant plus que d est plus petit ; cette perturbation se fait à peine sentir pour des valeurs de d notables ; alors i diminue, en effet, conformément aux prévisions théoriques.

L'auteur a du reste institué des expériences directes pour vérifier la valeur de cette explication. Si l'on donne, avant toute expérience,

au disque une charge semblable à celle des ions, on constate ($d = 2$ centimètres, $t = 10$ secondes) que i diminue quand croît la valeur absolue du potentiel de la charge donnée primitivement au disque ; et, si l'on porte le disque à un potentiel de signe contraire à celui de la pointe, l'effet est tout différent, le champ créé dans la caisse favorise le mouvement des ions au lieu de le contrarier ; l'expérience montre, en effet, que i augmente avec la valeur absolue du potentiel de charge du disque : tout cela est bien conforme à la théorie.

Il y a également lieu de tenir compte de la durée t : en effet, le champ de la caisse, nul au début, acquiert, pour une distance d donnée, une valeur d'autant plus faible que t est plus petit, et, par contre, l'effet perturbateur de ce champ est d'autant plus grand que la durée t est plus grande. Pour les durées de t variables ($t = 2$, 10, 60 secondes), M. A. Righi a bien constaté, pour i, la variation particulière déjà signalée (à savoir l'augmentation suivie de la diminution de i) ; mais la valeur du maximum pour i se déplace ; pour $t = 2$ secondes, il a lieu pour $d = 5$ centimètres ; pour $t = 10$ secondes, il a lieu pour $d = 20$ centimètres, et pour $t = 60$ secondes la valeur maximum de i correspond à $d = 80$ centimètres, de telle sorte que l'on trouve d'autant mieux la variation régulière théorique (diminution de i quand d croît) que la durée t est plus petite, et que, par suite, la valeur du champ créé dans la caisse par la charge du disque a moins d'importance.

Pour une durée d'action très grande ($t = \infty$), l'auteur constate que le disque acquiert un potentiel final invariable, d'autant plus grand que la distance de la toile au disque est grande, et, circonstance à noter, les valeurs de i sont plus petites pour les ions négatifs que pour les ions positifs, ce qui peut s'expliquer par la diversité de leurs masses.

L'influence perturbatrice de la création d'un champ dans la caisse d'autant plus faible que d est grand, ou t petit, est aussi fonction de la capacité c du disque, que l'on peut faire varier par l'adjonction de capacités supplémentaires ; on constate facilement, comme il était à prévoir, que la variation anormale de la valeur de i disparaît progressivement quand la capacité augmente.

Une méthode commode, employée par M. Righi pour conserver au champ de la caisse sa valeur nulle, consiste à substituer un galvanomètre à l'électromètre ; l'une des bornes du galvanomètre est en relation avec le disque, l'autre avec le sol. Par ce dispositif, on

constate facilement que la rapidité avec laquelle i décroît, lorsque d augmente, est encore plus grande qu'avec la méthode électrométrique ; ce qui prouve qu'on a encore fait disparaître l'influence, nuisible aux mesures, de la charge graduellement acquise par le disque ; et l'on sait que la méthode électrométrique, affectée de cette cause d'erreur, a été employée par de nombreux physiciens.

L'allure générale des résultats précédents ne change pas notablement quand on fait varier soit la distance d_0 de la pointe à la toile métallique, soit le débit de la pointe (c'est-à-dire la vitesse de rotation de la machine, ou le potentiel de charge). On constate simplement que i diminuant avec la distance d, comme il a été dit, à distances d et d_0 constantes, mais à potentiel variable, i croît bien plus rapidement que le potentiel ; ainsi, quand le potentiel de la pointe double pour une même valeur donnée de d et de d_0, i devient quintuple ; on peut faire également varier la grandeur des mailles de la toile ; pourvu que la maille ne soit pas trop grande pour laisser passer des lignes de force, on trouve que le nombre des ions diminue avec la grandeur des ouvertures, mais que leur nombre est loin d'être proportionnel à cette grandeur.

De cette étude, il résulte que les ions sortent de la caisse à travers le treillage de la toile, et que, en donnant au disque une charge de même nom que celle de la pointe, on diminue le nombre des ions recueillis par le disque, par suite de la création d'un champ électrique entre la toile et le disque, de direction opposée à celle du champ qui existe entre la pointe et la toile.

Il en résulte également que, en chargeant le disque de signe contraire, on crée entre la toile et le disque un champ de même direction que le champ produit par la pointe ; le champ ainsi créé favorise l'afflux des ions, et leur fait acquérir une vitesse d'autant plus grande qu'il est plus intense, sans cependant les rendre capables d'ioniser par leurs chocs l'air qui se trouve sur leur trajet ; cette dernière proposition a été l'objet d'une vérification directe.

A propos du rôle joué par le champ créé par l'électrisation du disque, il n'est pas inutile de faire remarquer que M. G. Sagnac, dans un pli cacheté déposé à l'Académie le 18 juillet 1898 et ouvert le 5 février 1900 (t. CXXX, p. 320), était arrivé à un résultat identique [1] ; les ions étaient libérés par les rayons X dans l'air et lancés,

[1] G. Sagnac, *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 668 : 1901.

par un champ électrique extérieur, dans l'intérieur de la boîte métallique d'un électroscope chargé, à travers la paroi formée d'une fine toile métallique. M. G. Sagnac avait donné du phénomène la même explication: les charges électriques libérées par les rayons X dans l'air soumis au champ électrique extérieur suivaient à peu près les lignes de force de ce champ, avec une certaine vitesse; mais, lorsque la ligne de force du champ se recourbe rapidement pour aboutir au bord de l'ouverture de la toile qui ferme la paroi de l'électroscope, il peut arriver, si l'ion acquiert une force vive suffisante, que cet ion puisse quitter la ligne de force du champ externe, pour bondir et venir rencontrer une ligne de force du champ intérieur de l'électroscope. En supposant l'atmosphère raréfiée de plus en plus, on peut concevoir que des ions positifs ou négatifs libérés par les rayons X et lancés dans un champ suffisamment puissant passent à travers une mince feuille métallique. Cette remarque et d'autres encore conduisent M. G. Sagnac à une généralisation de la notion de rayons cathodiques et de rayons anodiques. M. Righi compare plutôt le phénomène à celui des rayons-canaux ; comparaison moins exacte, ceux-ci étant toujours positifs.

M. A. Righi a également employé la méthode de la *poudre électroscopique* (mélange de soufre et de minium) ; en avant du disque D, chargé par une étincelle d'une bouteille de Leyde, on dispose une plaque d'ébonite; les ions lancés à travers les mailles de la toile vont heurter la plaque d'ébonite et l'électrisent; la pointe étant positive, on charge D négativement, l'ébonite s'électrise alors positivement dans les régions qui correspondent aux mailles de la toile; si l'on projette alors le mélange pulvérulent, on obtient une image formée de petits carrés jaunes séparés par un quadrillé sans poudre adhérente, lequel correspond aux fils mêmes du treillage. Pour que l'expérience soit nette, il ne faut pas que la charge de D soit de longue durée, car, à cause de la répulsion entre les régions déjà électrisées et les ions qui arrivent, ceux-ci seraient portés vers des régions sans poudre et le quadrillage disparaîtrait.

Si, entre la lame isolante et la toile, on interpose un objet plus petit que la toile, cet objet fait écran aux ions, et la région protégée n'est pas électrisée ; la poudre électroscopique décèle alors une région sans poussière, véritable ombre électrique de l'objet.

F. Beaulard.

G. ZAMBIASI. — Le « Figure di Lissajous » nell'estetica dei suoni (Les figures de Lissajous dans l'esthétique des sons). — *Rivista musicale Italiana*, t. X; 1903.

Seuls, les accords simples fournissent des figures de Lissajous d'un caractère simple et aisément reconnaissable. On peut classer les figures de Lissajous par la facilité avec laquelle l'œil saisit leur ensemble et les reconnaît. Cette classification coïncide avec celle que donne une oreille musicale, rangeant les accords dans l'ordre de plus facile perception.

Si un accord n'est pas parfaitement juste, la figure de Lissajous correspondante ne se ferme pas; mais l'œil reconnaît cependant, dans le tracé un peu confus qu'il envisage, la figure simple à laquelle le tracé ressemble le plus; de même l'oreille reconnaît un accord faussé qu'elle rapproche de l'accord exact le plus voisin, mais avec une difficulté d'autant plus grande que l'accord est plus altéré.

Pour que l'œil aperçoive dans son ensemble une figure de Lissajous, il faut qu'elle soit entièrement décrite dans une durée inférieure à celle de la persistance des impressions rétiniennes. Il en résulte qu'une même figure de Lissajous, perçue dans son ensemble, pour une hauteur donnée du son fondamental, pourra n'être perçue que partiellement si le son fondamental devient trop bas; on verra alors courir sur le tableau une portion de courbe qui repassera périodiquement par les mêmes formes et les mêmes positions; mais l'œil ne pourra reconnaître sûrement la forme de la figure totale décrite.

D'après M. Zambiasi, la perception d'un accord par l'oreille exige aussi que le temps au bout duquel les deux sons composants reviennent à une phase concordante ne dépasse pas une certaine limite, imposée par les propriétés de l'oreille. Il en résulte que l'oreille apprécie très difficilement la justesse des accords graves. De 16 à 32 vibrations complètes par seconde, une oreille peu exercée ne distingue plus l'unisson de l'octave, et une oreille même très musicale ne peut guère apprécier un intervalle inférieur à la tierce.

En résumé, il y a un parallélisme étroit, fondé sur l'analogie des propriétés de l'œil et de l'oreille, entre la perception optique des formes caractéristiques des figures de Lissajous et la perception acoustique des accords ou des intervalles musicaux correspondants.

E. Bouty.

Bericht über die internationale Experten-conferenz für Wetterschiessen in Graz (Rapport sur la conférence internationale des experts sur le tir contre la grêle à Graz). — *Jahrbücher der K. K. Central-Anstalt fur Meteorologie und Erdmagnetismus*, 1902.

Les divers congrès sur le tir contre la grêle tenus en Italie et à Lyon comptaient tant de membres, et des membres si passionnés, que toute discussion contradictoire y était à peu près impossible. Aussi le Gouvernement autrichien a-t-il voulu réunir une conférence ne comprenant qu'un petit nombre de membres choisis parmi les météorologistes et les agriculteurs les plus autorisés. Cette publication comprend le compte rendu de leurs travaux précédé de trois mémoires intéressants.

Le premier, de A. von Obermayer (p. 1-33), contient « l'histoire des moyens de protection contre les chutes de grêle » ; le second, de G. Suschnig (p. 33-75), « la technique et la pratique du tir contre la grêle » ; le troisième, du professeur M. Trabert (p. 77-94), des critiques sur son efficacité. Un appendice donne un résumé des principales théories de la grêle. Ces mémoires s'adressent plutôt aux agronomes et aux météorologistes qu'aux physiciens; on doit noter cependant, dans celui de M. Suschnig, une étude expérimentale d'un réel intérêt sur la production du tore gazeux et sur ses propriétés. On sait que les canons à grêle sont formés d'un mortier placé au sommet d'un grand cône métallique renversé, que quelques secondes après le coup on commence à entendre un sifflement qui se prolonge pendant 30 ou 40 secondes, et que l'on voit alors un anneau gazeux, tore ou vortex, s'éloigner du canon. C'est à l'ébranlement produit dans les nuages, soit par le choc de ce tore, soit par le sifflement qu'il produit, qu'on attribue l'action du tir. M. Suschnig décrit d'abord tous les sons dont se compose ce sifflement, puis il étudie le mouvement du tore. Le tore se forme à une certaine distance du canon sur laquelle l'auteur ne donne malheureusement pas de renseignements, et son diamètre croît avec cette distance et avec le diamètre de l'ouverture : il vaut trois fois cette ouverture quand elle est faible, mais s'en rapproche à mesure qu'elle augmente. Les dimensions de l'anneau ne varient pas pendant sa marche, et sa vitesse décroît suivant une exponentielle. Quand il n'est pas très puissant et qu'il rencontre un obstacle, il s'évanouit; s'il est puissant, il se détourne de sa direction; des ascensions en ballon ont

montré qu'il ne s'élevait pas à plus de 300 ou 400 mètres; le vent le rejette sur le sol. Ces études ont été faites avec des canons de différentes dimensions et des charges variables en recevant le tore sur des écrans de papier tendu sur un grillage métallique ; le tore y laissait sa trace en déchirant le papier; avec une charge de 180 grammes de poudre, le choc pouvait être si violent qu'il brisait, à une vingtaine de mètres de distance, des lattes de bois de 3 mètres de long et de 6 × 4 centimètres de section.

Voici l'opinion de la conférence sur le tir contre la grêle : sur 50 experts, 8 le trouvent efficace; 9 trouvent son efficacité douteuse, mais vraisemblable ; 13 la trouvent simplement douteuse ; 15 la trouvent douteuse et invraisemblable ; 5 la trouvent nulle.

Jules Baillaud.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES ;

T. XIII, 4e série ; 1902.

Ph.-A. GUYE et Ed. MALLET. — Recherches expérimentales sur la mesure des constantes critiques. — P. 30, 129, 274, 462.

La conclusion qui s'impose, après une étude des travaux antérieurs ([1]), est qu'à la température critique les densités du liquide et de la vapeur saturée sont égales ; cette température est celle qui correspond à la disparition du liquide ou à l'apparition du nuage. Contrairement aux conséquences qui paraissent résulter des expériences de MM. Cailletet et Colardeau, tout fluide, au-dessus de la température critique ainsi déterminée, cesse de se présenter sous deux états physiques différents et devient une masse rigoureusement homogène. Les impuretés ou les produits de la décomposition du corps observé introduisent des erreurs considérables dans la détermination des constantes critiques. Afin d'obtenir de bons résultats,

---

([1]) Cailletet et Colardeau, *J. de Phys.*, 2e série, t. VIII, p. 388 ; — Villard, *Société française de Physique*, p. 73 ; 1896 ; — Batelli, *Nuovo Cimento*, 3e série, t. XXXIII ; — De Heen, *Bull. de R. de Belg.*, 3e série, t. XXXI, p. 147 et 379 ; — Mathias, *Congrès international de Physique*, t. I, p. 615 ; 1900 ; — Kuenen, *Comm. du laboratoire de Leyde*, nos 8 et 11 ; — Young, *Phil. Mag.*, p. 153, 1892 ; p. 1, 1894 ; — Gouy, *C. R.*, t. CXV, p. 120, et t. CXVI, p. 1289.

les auteurs contrôlent, au préalable, la pureté des substances étudiées au moyen des indices de réfraction et des coefficients de viscosité; ils observent ensuite séparément la température critique et la pression critique ; afin d'éviter la décomposition de la substance, les mesures doivent être faites avec rapidité.

L'appareil employé pour la mesure de la température critique ressemble à celui de M. Altschul. La substance est enfermée dans un tube de Natterer en quantité juste suffisante pour occuper à l'état critique exactement le volume du tube qui la contient (1) ; le tube est placé dans une enceinte cylindrique à double paroi, avec regards recouverts de feuilles de mica; la température, qui est rendue bien uniforme dans toute la longueur du tube, varie très lentement.

La pression critique est déterminée avec l'appareil de Ramsay et Young (2) au moyen de manomètres métalliques étalonnés.

Les résultats numériques, constantes critiques, indices de réfraction, coefficients de viscosité, rassemblés dans plusieurs tableaux, permettent :

Le calcul de la réfraction moléculaire en utilisant la formule de MM. Lorentz et Lorenz, $\frac{n^2-1}{n^2+1}\cdot\frac{M}{d}$, et le rapport de ces grandeurs pour la longueur d'onde de la raie D et la longueur d'onde infinie ;

Le calcul du coefficient $f=\frac{\log p_c-\log p}{T_c-T_e}\cdot T_e$ (T_e étant la température d'ébullition sous la pression atmosphérique) ;

Le calcul du rapport $\frac{T_c}{T_e}$, généralement voisin de 1,5 (3) ;

Le calcul des différences $T_c - T_e$ qui, d'après Pawlewski (4), devraient être constantes pour une même série ;

Le calcul de la densité critique D_c par la règle de M. Mathias ;

Le calcul de la constante K de Mme K. Meyer Bjerrum (5).

La comparaison de ces nombres fournit certains résultats qu'il est intéressant de rappeler :

(1) Il suffit de prendre un volume de liquide égal au 1/3 du volume total (Mathias, *loc. cit.*).

(2) *Ph. Tr. of Roy. Soc.*, et *Dictionnaire de Würtz* (libr. Hachette), 2e suppl., p. 1447.

(3) Guldberg, *Zeitschrift für ph. Ch.*, V, p. 374 ; — Guye, *Bulletin de la Soc. ch. de Paris*, 3e série, t. IV, p. 262.

(4) Pawlewski, *Ber. d. Chem. Ges.*, t. XV, p. 460.

(5) *Zeitschrift für ph. Ch.*, t. XXXII, p. 1 ; et *Mém. Acad. roy. Sc. et Lettres de Danemark*. Copenhague, 6e série, section Sciences, t. IX, n° 3.

1° Peu de corps sont stables à l'état critique. La moitié des composés mis en expérience ont pu être observés, et quatre seulement n'ont présenté aucune apparence de décomposition : ce sont la naphtaline, le biphényle, l'acétonitrile, le butyronitrile ;

2° Trois cas typiques se présentent dans les composés observés par les auteurs :

a) Fluide de complexité moléculaire normale, dans les deux phases, entre le point d'ébullition et la température critique. Les constantes caractéristiques sont les suivantes : $\frac{MR}{K_c}$ voisin de 1,8 [1] ; $\frac{D_c}{D}$ voisin de 3,9 ; f voisin de 3,1 ;

b) Fluide polymérisé dans la phase liquide à basse température, dépolymérisé dans la phase vapeur et dépolymérisé à l'état critique. Voici les constantes caractéristiques : $\frac{MR}{K_c}$ voisin de 1,8 ; $\frac{D_c}{D}$ voisin de 3,9 ; f supérieur à 3,1 ;

c) Fluide polymérisé dans les deux phases jusqu'à l'état critique, avec faible dépolymérisation sous cet état. Constantes caractéristiques : $\frac{MR}{K_c}$ inférieur à 1,8 ; $\frac{D_c}{D}$ supérieur à 3,9 ; f voisin de 3.1.

Ces observations permettent de distinguer nettement les corps normaux, auxquels l'équation caractéristique des fluides est applicable en toute rigueur, des corps qui se dépolymérisent, soit dans la phase liquide, soit dans la phase vapeur.

R. Dongier.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Recherches sur la radio-activité induite par l'air atmosphérique. — P. 113.

Les observations effectuées jusqu'à ce jour [2] conduisent à admettre l'ionisation de l'air atmosphérique. Comme dans le cas de l'électrolyse par des courants faibles, les ions soumis à l'action d'un champ électrique sont transportés vers les conducteurs. On est en droit de se demander si, par analogie avec la polarisation des électrodes, il apparaît des modifications à la surface des conducteurs frappés par les ions. Il en est ainsi lorsque le conducteur, recouvert d'électricité

[1] R est la constante de la formule de Van der Waals.

[2] Ebert, *Archives des sciences ph. et nat. de Genève*, 1901 ; — et *J. de Phys.*, 3e série, t. X, p. 627 ; 4e série, t. I, p. 342 et p. 558.

négative, reçoit les ions positifs provenant de l'air ionisé; sa surface devient alors radio-active. Ce résultat est conforme à la découverte de M. Rutherford [1], qui considère les ions positifs comme les agents du transport de la radio-activité. Il n'en est rien lorsque le conducteur, électrisé positivement, reçoit le bombardement des électrons négatifs [2].

Les auteurs, pour arriver à cette conclusion, se sont mis à l'abri des poussières de substances radio-actives en opérant dans la grotte de Baumann, dans le Harz. Ils ont employé, comme conducteurs, des fils métalliques réunis au pôle négatif d'une pile de 600 accumulateurs ou d'une machine électrostatique à haut potentiel. Ainsi que l'a remarqué M. Rutherford, la radio-activité est emmagasinée dans la couche superficielle. On la met en évidence en détachant les particules de la surface du métal. Ce sont les dépôts obtenus par friction du fil avec des morceaux de peau, tantôt secs comme dans le cas d'un fil d'aluminium, tantôt recouverts d'une solution ammoniacale, comme dans le cas d'un fil de cuivre, qui permettent la mesure de la radio-activité au moyen d'un appareil approprié ou de plaques photographiques.

Pour relier ces observations aux faits déjà connus de radio-activité, on peut faire plusieurs hypothèses. On peut admettre, dans le sol et dans l'atmosphère, l'existence de masses infiniment diluées de matière radio-active; la conductibilité propre de l'air en serait la conséquence.

On peut encore adopter un point de vue voisin de celui développé par M. H. Becquerel [3] ou par M. W. Nernst [4], en admettant l'existence, dans l'air atmosphérique, d'ions capables de se combiner avec les électrons négatifs répandus à la surface des corps conducteurs; cette combinaison serait le point de départ du phénomène de la radio-activité. De ces résultats expérimentaux découlent quelques remarques intéressantes. En temps clair, la surface de la terre est chargée d'électricité négative. Celle-ci, s'accumulant vers les pointes et les saillies, provoque le bombardement d'où résulte la radio-activité de ces surfaces par les ions positifs de l'atmosphère. Cette radio-

(1) Rutherford, *Phil. Mag.*, t. L, p. 1 et 16; 1900.
(2) *Physikal. Zeitschrift*, t. II, p. 560; 1901.
(3) H. Becquerel, *C.R.*, t. CXXXIII, p. 979.
(4) W. Nernst, *Ueber die Bedeutung elektrischer Methoden und Theorien für die Chemie*. Gottingen, p. 25; 1901.

activité suffirait à expliquer la grande conductibilité de l'air que l'on observe, en été, aux sommets des montagnes ; elle pourrait être mise en cause dans certains phénomènes physiologiques que l'on constate dans les hautes altitudes.

R. DONGIER.

W. SPRING. — Sur les conditions dans lesquelles certains corps prennent la texture schisteuse. — P. 321.

Une forte compression de la matière, même provoquant l'écoulement et le déplacement du solide, ne suffit pas pour produire la texture schisteuse ; cette texture est subordonnée à un défaut d'homogénéité de la matière et à un défaut d'égalité de la pression en tous sens. On peut donc être assuré que la schistosité n'est pas le propre d'une formation pétrographique déterminée ; elle pourra se rencontrer dans les formations plutoniennes aussi bien que dans les formations neptuniennes.

R. DONGIER.

HENRI DUFOUR. — Fluorescence invisible. — P. 537.

Les corps radio-actifs provoquent le rayonnement secondaire des corps soumis à leur influence ; c'est ce que M. Dufour appelle la fluorescence invisible. Elle est assez forte pour le verre de didyme et le spath d'Islande, moins prononcée pour le verre d'urane.

R. DONGIER.

PH.-A. GUYE et L. FRIEDERICH. — Études numériques sur l'équation des fluides. — P. 559.

Voici les valeurs calculées pour le point critique des quantités a et b de la formule de Van der Waals. Dans le tableau I elles sont rapportées au volume initial unité, et dans le tableau II à la molécule-gramme.

TABLEAU I

Corps	T_c	P_c	$a \times 10^{-4}$	$b \times 10^{-5}$
Diisopropyle	500° 4	30,72	5.008	777
Octane	569° 2	24,65	8.574	1.135
Diisobutyle	549° 8	24,55	7.531	1.066
Durène	675° 5	28,6	1.046	1.164
Diphénylméthane	770° 0	28,2	1.419	1.365
Naphtaline	741° 2	39,2	887	915
Biphényle	768° 6	31,8	1.224	1.194
M-crésol	705° 0	45,0	683	750
Anisol	641° 5	41,25	616	744
Phénétol	647° 0	33,8	786	928
Aniline	698° 5	52,3	567	633
—	698° 8	52,4	566	633
Diméthylaniline	687° 2	36,0	832	925
—	687° 7	35,6	844	937
Diméthyl-o-toluidine	667° 8	30,8	936	1.061
Acétonitrile	543° 2	47,7	370	536
Propionitrile	558° 7	41,3	460	642
Butyronitrile	582° 1	37,4	559	744
Capronitrile	621° 8	32,2	764	938
Benzonitrile	699° 2	41,6	733	808
Oxysulfure de carbone	378° 0	65,1	126	267
Argon	155° 6	52,9	256	134
Crypton	210° 5	54,26	460	177
Xénon	287° 7	57,2	823	231

TABLEAU II

Corps	M	K_c	Mol.-gramme		Gramme	
			$a \times 10^{-6}$	b	$a \times 10^{-1}$	b
Diisopropyle	86,13	16,26	23,08	166,8	311,2	1,937
Octane	114,2	23,09	37,35	236,9	286,6	2,075
Diisobutyle	114,2	22,40	34,97	229,7	268,1	2,011
Durène	134,1	23,62	45,36	242,4	252,2	1,808
Diphénylméthane	168,1	27,30	38,25	224,1	135,3	1,333
Naphtaline	128,1	18,89	39,79	193,8	242,5	1,513
Biphényle	154,1	24,17	52,81	248,0	222,4	1,609
M-crésol	108,1	15,67	31,41	160,8	268,8	1,487
Anisol	108,1	15,55	28,35	159,6	242,6	1,476
Phénétol	122,1	19,14	35,20	196,4	236,1	1,609
Aniline	93,06	13,36	26,54	137,1	319,7	1,583
—	93,06	13,34	26,51	136,9	319,2	1,581
Diméthylaniline	121,1	19,09	37,30	195,9	254,3	1,618
—	121,1	19,32	37,78	198,2	257,6	1,637
Diméthyl-o-toluidine	135,1	21,68	41,15	222,5	225,4	1,647
Acétonitrile	41,02	11,39	17,59	116,9	104,5	2,847
Propionitrile	55,04	13,53	21,49	138,8	711,0	2,522
Butyronitrile	69,06	15,56	25,74	159,7	539,8	2,312
Capronitrile	97,09	19,34	34,19	198,5	362,7	2,044
Benzonitrile	103,0	16,81	33,42	172,5	315,0	1,675
Oxysulfure de carbone	60,06	5,81	6,24	58,2	173,0	0,970
Argon	40,0	2,94	1,30	30,2	81,3	0,755
Crypton	82,0	3,88	2,32	39,8	34,3	0,485
Xénon	128,0	5,03	4,11	51,6	25,1	0,403

Ce tableau est destiné à compléter les valeurs indiquées pour d'autres corps et publiées antérieurement ([1]).

Le covolume b et le coefficient de pression interne a diffèrent suivant que l'on considère la phase liquide ou la phase vapeur. Les auteurs fournissent des méthodes simples de calcul de ces coefficients.

R. DONGIER.

T. XIV, 4e série.

ED. MALLET et L. FRIEDERICH. — Etudes numériques sur l'équation des fluides sur une formule de dilatation des liquides. — P. 50.

La formule d'Avenarius ([2]) :

$$v = c - d \,.\, \log(t_c - t),$$

où v, le volume spécifique d'un liquide à la température t, est exprimé en fonction des constantes c et d et de la température critique t_c, représente avec une exactitude suffisante la courbe de dilatation d'un grand nombre de liquides normaux, acide acétique, diisopropyle, etc., pour un grand intervalle de température, à condition que l'on remplace, ainsi que l'ont fait les auteurs, le terme t_c par une constante A. Celle-ci, calculée par approximations successives avec des données expérimentales, est supérieure de quelques degrés à la température critique t_c ; cette particularité est analogue à celle que présente la formule proposée par MM. Ramsay et Schields pour représenter la tension superficielle à surfaces équimoléculaires. Le rapport de la constante c à la constante d s'écarte très peu, pour les 25 liquides normaux étudiés par MM. Young, Thomas et Fortey, de la valeur 3,78.

R. DONGIER.

CHARLES SORET.— Sur la sensibilité radiophonique du chlorure d'argent. — P. 560.

Soumise à l'influence d'un courant intermittent, une pile photoélectrique de Becquerel (électrodes d'argent chlorurées superficiellement et plongées dans de l'acide sulfurique étendu) ne réagit pas au

---

(1) *Arch. Sc. ph. prat.*, IX, p. 505.

(2) AVENARIUS, *Peterb. Akad. Bull.*, t. XXIV, p. 525 ; — *J. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 587 ; 1885.

téléphone. Il y a au contraire production d'un son si l'on remplace l'eau acidulée par de l'acide chlorhydrique un peu concentré et si l'on provoque un dépôt continu de chlorure sur l'électrode éclairée, en intercalant dans le circuit un ou deux éléments de pile. L'électrode éclairée doit être préalablement bien nettoyée et recouverte d'un enduit isolant sur toutes les parties de sa surface qui ne sont pas exposées à l'action de la lumière. On obtient une action parfaitement régulière si on éclaire avec une lumière intense.

R. Dongier.

A. KETTERER. — Action de la tension et des rayonnements électriques sur le cohéreur. — P. 617.

Le cohéreur est disposé dans le circuit d'un galvanomètre sensible A et d'une pile. A ses extrémités est établie une dérivation avec un second galvanomètre B et une grande résistance connue. Le galvanomètre A permet la mesure de l'intensité i du courant qui traverse le cohéreur ; le galvanomètre B mesure la différence de potentiel aux bornes du cohéreur. La résistance est fournie par la relation $r = \frac{e}{i}$.

La première question à élucider est celle de la constance des effets produits par une même action. L'abaissement de la résistance du cohéreur est d'autant plus grand que le potentiel à ses bornes est plus considérable et que la résistance intérieure de la pile qui fournit la chute de tension est plus faible ; les écarts entre deux mesures successives sont d'autant plus élevés que la différence de potentiel est plus faible, c'est-à-dire que l'action est moins efficace. D'ailleurs, cet abaissement dépend de la cause agissante immédiatement antérieure, de l'intensité du choc destiné à décohérer, de la distance de l'étincelle au cohéreur, de la nature des électrodes, de l'état des surfaces et de la self-induction du circuit qui fournit l'étincelle de l'excitateur. Un minimum de résistance du cohéreur se produit lorsqu'on fait varier d'une manière continue la self-induction du circuit excitateur; un minimum de même nature est constaté si, laissant constante la self-induction, on fait varier l'intensité du courant dans le circuit excitateur. Enfin, le minimum de résistance du cohéreur sous l'action du rayonnement a lieu pour une étincelle produite avec une intensité de courant d'autant plus faible que la self-induction du circuit est plus forte.

R. Dongier.

Edouard RIECKE. — Sur le champ des électrons en mouvement. — P. 609.

La question de l'action due à des électrons en mouvement, qui a été l'objet des recherches de J.-J. Thomson, Heawiside, Wiechert et des Coudres, présente un intérêt considérable. M. Riecke donne à cette théorie une base plus élémentaire en calculant le potentiel d'un cylindre étroit, qui est uniformément chargé d'électricité et qui se déplace dans le sens de sa longueur. Le potentiel V, à la distance r dans une direction qui fait l'angle φ avec celle du déplacement de vitesse g d'une masse e d'électricité, est exprimé en fonction de la vitesse de la lumière v par

$$V = \frac{e}{r\left(1 - \frac{g}{v}\cos\varphi\right)}.$$

Cette formule simple fournit la solution pour un corps de forme quelconque et d'électrisation uniforme. Un pareil corps est en effet décomposable en cylindres électrisés uniformément et infiniment allongés dans le sens du mouvement.

R. Dongier.

DRUDE'S ANNALEN DER PHYSIK;

T. XII, n° 9; 1903.

J. STARK. — Der Kathodenfall des Glimmstromes als Funktion von Temperatur, Stromstärke und Gasdruck (Chute de potentiel cathodique dans la décharge par lueurs : ses relations avec la température, l'intensité du courant et la pression des gaz). — P. 1-31.

Au voisinage de la cathode se produit une chute de potentiel. Quand la lueur négative recouvre la surface entière de la cathode, cette chute de potentiel est dite normale : elle est indépendante de l'intensité du courant et de la pression du gaz.

Quand la lueur négative ne recouvre pas toute la cathode, la chute de potentiel est dite anormale : les expériences de G.-C. Schmidt, de Skinner, de Hehl, ont donné des résultats contradictoires dans ce cas.

Dans les expériences de J. Stark, l'anode est assez rapprochée de la cathode pour ne pas laisser se produire la lumière positive et pour que la lueur négative entoure complètement l'anode. L'intensité du courant ne dépend plus que de la chute de potentiel cathodique, qui est à peu près égale à la différence de potentiel entre les électrodes.

La cathode est en forme de fil et on évite qu'elle soit en contact avec le verre : d'une part, pour empêcher que la lueur négative se contracte ; d'autre part, pour que le verre devenu conducteur ne prenne part à l'émission cathodique.

Si K désigne la chute de potentiel cathodique, K_n la chute normale, i l'intensité du courant, p la pression du gaz, S la section de la lueur négative sur la cathode, k' et x' des constantes : on a, dans une première approximation :

$$K = K_n + \frac{k'}{p\sqrt{S}}\sqrt{i - x'pS}. \quad (1)$$

D'après les expériences de G.-C. Schmidt et de Stark, K_n est à peu près indépendant de la température. La cathode s'échauffe sous l'influence du courant, et atteint une température d'autant plus élevée que le produit Ki est plus grand. Cette élévation de température entraîne un accroissement de la chute de potentiel.

La densité normale du courant est proportionnelle à la pression du gaz :

$$j^n = x'p, \quad (2)$$

mais diminue quand la température s'élève, car l'intensité totale reste la même et la section des lueurs augmente. Le coefficient x' est à peu près inversement proportionnel à la température absolue :

$$x' = \frac{x}{T}.$$

Les mesures effectuées dans les conditions où la chute de potentiel est anormale montrent que le coefficient k' est proportionnel à la température absolue T :

$$K = K_n + \frac{kT}{p\sqrt{S}}\sqrt{i - \frac{xpS}{T}}. \quad (3)$$

Cette équation entre K et i représente une parabole. Quand la

température s'élève, le sommet se rapproche de l'axe des K et le paramètre augmente. La théorie des ions conduit également à la formule ci-dessus. Une diminution de température ou une diminution de pression qui produisent la même densité de molécules au voisinage de la cathode exercent le même effet sur la chute de potentiel.

La fonction qui relie K et i n'est pas rigoureusement une fonction linéaire : elle s'en rapproche d'autant plus que l'énergie électrique Ki dépensée est plus grande.

Les courbes dont les coordonnées sont K et p ont sensiblement la forme d'hyperboles équilatères.

Pour les gaz autres que l'air, on pourrait essayer de représenter K par une formule telle que :

$$K = K_n + \frac{kT^m}{p^m S^q}\left(i - \frac{xp^n S}{T^n}\right)$$

en déterminant par l'expérience les constantes K_n, k, x, m, n et q.

M. LAMOTTE.

J. STARK. — Der Kathodenfall des Glimmstromes im Magnetfeld (Chute du potentiel cathodique de la décharge par lueurs dans le champ magnétique).

Le champ magnétique n'a aucune action sur un rayon cathodique parallèle aux lignes de force : il tend seulement à maintenir parallèles les rayons qui se diffuseraient en dehors du faisceau.

Si la vitesse des rayons cathodiques a une composante normale à la direction du champ magnétique, leur mouvement devient un mouvement circulaire autour des lignes de force. Ils sont maintenus ainsi dans les environs de la cathode et absorbés par le gaz ; ce serait aussi l'effet d'une augmentation de pression. La surface de la cathode recouverte par les lueurs diminue; mais il peut arriver aussi que l'action du champ sur les rayons cathodiques soit faible et que l'action sur les rayons-canaux l'emporte : la surface recouverte augmente alors.

Sur une cathode en forme de fil un peu long, un champ magnétique perpendiculaire à la direction de la cathode fait apparaître des anneaux de lueur négative entourés d'anneaux de lumière positive : le nombre de ces anneaux augmente avec l'intensité du champ et avec celle du courant.

La constante K_n de la formule (V. le mémoire précédent) est indépendante du champ magnétique quelle qu'en soit l'orientation. Mais le champ agit sur la surface S que les lueurs recouvrent sur la cathode. S diminue ou augmente quand augmente l'intensité du champ, suivant que celui-ci est normal ou parallèle au faisceau. Dans le premier cas, i augmente et par suite $j_n = \frac{i}{S}$; dans le second cas, j_n augmente parce que i augmente plus vite que S. La densité normale j_n augmentant avec l'intensité du champ, il faut que le facteur $\varkappa$ soit fonction du champ.

Si on construit les courbes qui ont pour coordonnées K et H, on trouve que toutes se composent d'une branche descendante et d'une branche ascendante. Il y a donc un minimum de K correspondant à la condition :

$$\frac{d}{dH}\left(\frac{k}{p\sqrt{S}}\right) = 0;$$

cette condition ne dépend pas de l'intensité i, ce que vérifient les expériences.

D'après cette forme de courbe, on présume que le champ magnétique exerce sur K deux effets de sens contraire, prévalant l'un dans les champs peu intenses, l'autre dans les champs intenses ; ces effets correspondent aux deux facteurs :

$$\frac{dk}{dH} \quad \text{et} \quad \frac{dS}{dH}.$$

Un champ magnétique normal au faisceau influe très peu sur k. Si le champ et le faisceau sont rigoureusement parallèles, la chute de potentiel normale ou anormale n'est pas modifiée par le champ. Mais ce parallélisme ne peut être réalisé que dans un champ intense.

Si le champ est oblique, l'action du champ varie avec son orientation, les phénomènes sont d'ailleurs beaucoup plus compliqués.

M. Lamotte.

Ed. RIECKE. — Beiträge zu der Lehre von der Luftelektrizität (Contribution à l'étude de l'électricité dans l'air). — P. 52-85.

En se basant sur la théorie des ions, l'auteur étudie le courant de déperdition entre deux conducteurs dont l'un est électrisé et l'autre

relié au sol. Les résultats du calcul sont d'accord avec les résultats expérimentaux de Harms.

Lorsque l'air est animé d'une vitesse uniforme, la déperdition d'une sphère isolée, placée dans ce courant, est indépendante de cette vitesse.

Il est probable que la masse des ions, aussi bien des ions négatifs que des ions positifs, est plus grande que celle des molécules de l'air.

On pourrait expliquer la charge négative de la terre par la fixation des ions (absorption) sur la surface des conducteurs, à la condition d'admettre que les ions négatifs se fixent en plus grand nombre que les ions positifs. La force électrique et la densité de la charge négative sont d'autant plus grandes que la différence est plus grande entre la déperdition des charges négatives et celle des charges positives. M. LAMOTTE.

F. HIMSTEDT. — Ueber die Ionisierung der Luft durch Wasser (Ionisation de l'air par l'eau). — P. 107-124.

L'air fourni par une trompe à eau présente une conductibilité électrique notablement plus élevée que celle de l'air ordinaire. Il en est de même de l'air filtré à travers du coke ou du sable grossier humide et, à un degré moindre, de celui qui a barboté dans des flacons laveurs. Cette expérience donne sensiblement le même résultat avec l'eau distillée, ou avec l'eau des conduites, additionnée ou non de NaCl, $CuSO^4$ ou de H^2SO^4, mais le benzène, le pétrole, l'huile de vaseline ne donnent aucun résultat. Avec l'alcool et le nitrobenzène, on constate bien un accroissement de la conductibilité de l'air, dû peut-être aux traces d'humidité renfermées dans ces liquides.

L'air rendu conducteur conserve cette conductibilité quand on le dessèche par l'anhydride phosphorique, mais la perd quand on le fait passer dans un serpentin entouré d'air liquide. Si on laisse ensuite le serpentin se réchauffer, l'air qu'on recueille est de nouveau conducteur. L'air atmosphérique perd de même un tiers au moins de sa conductibilité dans un tel serpentin et la retrouve ensuite comme le précédent.

Pour expliquer cette conductibilité, on peut admettre que l'eau exerce sur l'air comme sur les sels une action dissociante.

M. LAMOTTE.

A. BECKER. — Ueber die Leitfähigkeit fester Isolatoren unter dem Einfluss von Radiumstrahlen (Conductibilité acquise par les isolants solides sous l'action des rayons du radium). — P. 124-144.

L'isolant forme la lame d'un condensateur de faible capacité, dont l'une des armatures est reliée au sol.

Le courant de charge qui se produit quand le condensateur est mis en communication avec la source, d'abord relativement intense, diminue bientôt et devient très faible. Mais la loi suivant laquelle varie son intensité en fonction du temps de charge dépend des états électriques antérieurs de l'isolant. Pour obtenir une loi constante, on met les armatures en communication avec la source pendant une heure, puis avec le sol pendant sept ou huit heures. On atteint ainsi un régime stable et c'est alors seulement qu'on fait agir la substance radioactive.

La conductibilité acquise par l'isolant (gomme laque ou paraffine) est indépendante du signe de la charge. Elle n'atteint pas tout de suite sa valeur définitive et ne s'annule pas non plus brusquement quand on enlève la substance radioactive. Il semble que le temps nécessaire pour que la conductibilité atteigne son maximum soit plus grand lorsque l'armature négative est reliée au sol.

Le mica devient 200 fois environ moins conducteur que la paraffine.

La conductibilité est provoquée par les rayons les moins absorbables, car l'effet subsiste encore quand la matière active est séparée de l'isolant par une lame mince de verre ou d'aluminium.

Le courant de conduction qui se produit transporte une quantité d'électricité supérieure à celle qu'emportent les rayons du radium. Il faut donc que les particules électrisées qui constituent ceux-ci libèrent en traversant l'isolant des noyaux électriques positifs et négatifs dont la charge est plus grande que la leur.

M. LAMOTTE.

A. SCHMAUSS. — Ueber die von Hrn Majorana gefundene Doppelbrechung im magnetischen Felde (Sur la double réfraction dans le champ magnétique découverte par M. Majorana). — P. 186-195.

La biréfringence observée par M. Majorana peut s'expliquer par l'orientation des particules de fer en suspension dans les dissolutions colloïdales.

En fait, dans une dissolution à laquelle on a ajouté de la gélatine, la biréfringence n'apparaît ou ne disparaît qu'au bout d'un temps d'autant plus long que la dissolution est plus visqueuse.

Quand la viscosité est suffisante, la biréfringence devient permanente : quand la gélatine a fait prise, la biréfringence n'apparaît plus dans le champ magnétique.

Dans la dissolution sans gélatine, la biréfringence est négative à basse température ; quand la température s'élève, elle diminue, s'annule, puis devient positive. Cette influence de la température est due sans doute à une variation inégale de la perméabilité du liquide et des particules en suspension.

Les dissolutions de mastic, de savon, de silice, de soufre, d'or, d'argent n'acquièrent aucune biréfringence magnétique.

M. LAMOTTE.

W. HOLTZ. — Zur elektrischen Entladung in festen Isolatoren (Prioritätsbemerkung) (Sur la décharge électrique dans les isolants solides). — P. 224.

Dans son mémoire complet (*Berl. Berichte*, août 1876), M. Holtz a décrit une grande partie des phénomènes signalés dans la note de MM. Kiessling et Walter et en a donné une explication à peu près identique.

M. LAMOTTE.

T. XII, n° 10; 1903.

W. RITZ. — Zur Theorie der Serienspektren (Contribution à la théorie des spectres de séries). — P. 265-311.

Dans les spectres de divers éléments, les raies se groupent en séries dans lesquelles les longueurs d'onde varient suivant une loi numérique simple.

Balmer, Pickering, Rydberg ont donné des formules qui représentent très exactement cette variation, ainsi que plusieurs faits observés.

En particulier, les formules indiquent que les raies doivent s'accumuler dans une certaine région. Aucune des théories dans lesquelles on regarde comme sources de vibration les électrons ou des éléments isolés ne peut rendre compte de ce fait.

M. Ritz se propose d'obtenir une théorie qui fasse prévoir ce phénomène, en admettant que les éléments vibrants sont à deux dimensions. Parmi les formes qu'on peut attribuer à ces éléments, celle qui donne les résultats les plus simples est celle d'un carré plan. En appliquant le principe de moindre action aux vibrations de ce carré, on retrouve par la théorie les formules auxquelles il a été fait allusion ci-dessus, et qui se vérifient dans le spectre de l'hydrogène.

Il faut passer ensuite du spectre de l'hydrogène à ceux des autres éléments ; le côté $2a$ du carré, la densité ρ, la constante v de proportionnalité entre le déplacement et l'action élémentaire, restent les mêmes. Ce sont des constantes universelles. Ce qui change, ce sont seulement les conditions aux limites.

La formule obtenue est de la forme :

$$\pm 10^8\lambda^{-1} = \pm \nu = N\left[\frac{1}{(m+\mu)^2} - \frac{1}{(n+\mu')^2}\right],$$

modification de la formule de Rydberg : le coefficient N est aussi une constante universelle. La formule de Rydberg doit être corrigée pour les faibles valeurs de m, non pas en modifiant le coefficient N, mais en remplaçant μ et μ' par des développements en série tels que :

$$\mu + \frac{b}{m+\mu} + \frac{c}{(m+\mu)^2} + \cdots$$
$$\mu' + \frac{b'}{m+\mu'} + \frac{c'}{(m+\mu')^2} + \cdots$$

ou bien :

$$\mu + \frac{\beta}{(m+\mu)^2} + \frac{\gamma}{(m+\mu)^4} + \cdots$$
$$\mu' + \frac{\beta'}{(m+\mu')^2} + \frac{\gamma'}{(m+\mu')^4} + \cdots$$

La série principale et la première série secondaire peuvent être représentées par une seule formule à quatre constantes :

$$\pm \nu = 109675{,}0 \left\{ \frac{1}{\left(m + a + \frac{b}{m^2}\right)^2} - \frac{1}{\left[n + 0{,}5 + a' + \frac{b'}{(n+0{,}5)^2}\right]^2} \right\}.$$

Ces formules se vérifient pour les spectres des métaux alcalins, de l'hélium, de l'oxygène, du magnésium, du calcium, du strontium, du zinc, du cadmium, du mercure, du thallium.

En général les constantes vont en croissant avec le poids atomique

des éléments appartenant à une même famille : ce sont des fonctions nettement périodiques du poids atomique.

M. LAMOTTE.

W. RITZ. — Ueber das Spektrum von Kalium (Sur le spectre de potassium). P. 444-446.

Le spectre de potassium présente une anomalie signalée par Kayser et Runge. Dans tous les autres spectres, ces observateurs ont découvert toutes les raies dont leur formule faisait prévoir l'existence. Dans le spectre du potassium, on devrait trouver un doublet dans le rouge, correspondant à $m = 4$. Or on ne connaît aucune raie dans cette région.

L'auteur a réussi à observer l'une des raies prévues en prenant comme source un arc électrique chargé de vapeur de potassium en grande quantité et en employant une très forte dispersion [$\lambda = 696^{\mu\mu},44$ (obs.), $696^{\mu\mu},47$ (calc.)].

La seconde raie est sans doute encore plus faible : elle devrait correspondre à $\lambda = 693^{\mu\mu},64$ et serait très voisine, par conséquent, de la raie $\lambda = 693^{\mu\mu},8$ qui est intense et large : il y a donc peu de chances de les séparer.

Les raies des deux séries secondaires de potassium, observées par la méthode de Lockyer, ne présentent pas de différence de longueur analogue à celle que Lenard a trouvée dans le cas du lithium et du sodium.

M. LAMOTTE.

J. KŒNIGSBERGER. — Ueber die Emission von Körpern mit endlichem Absorptionsvermögen (Emission par les corps dont le pouvoir absorbant est fini). — P. 342-356.

Les calculs sont basés sur la loi de Kirchhoff (relation entre l'émission et l'absorption), sur la loi de Stefan (liant la température d'un corps solide à l'émission), enfin sur la loi d'absorption.

L'auteur arrive d'abord à une expression générale de la loi du cosinus et donne ensuite l'expression de l'émission et de l'absorption pour une couche plane très mince, à coefficient d'extinction fini, pour un plan absolument noir, pour deux plans parallèles. L'émission d'un petit parallélipipède rectangle est indépendante de la direction.

Enfin des calculs analogues permettent de trouver l'émission d'une sphère pleine dans l'intérieur d'un angle solide élémentaire $d\omega$ ou d'une sphère creuse vers un point intérieur.

M. LAMOTTE.

FR. HITTMANN. — Untersuchung und objektive Darstellung von Flaschenbatterie und Inductionströmen (Expériences de laboratoire et expérience de cours sur les décharges des batteries et les courants induits). — P. 373-385.

Une bande de métal, d'un moment d'inertie très faible, est tendue en forme de boucle entre les pôles d'un électro-aimant, comme dans les oscillographes. Un miroir solidaire de la boucle reçoit un faisceau lumineux qu'on fait ensuite réfléchir sur un miroir tournant, pour l'amener sur écran ou sur une plaque photographique.

On détermine la période propre de l'appareil en envoyant dans la boucle un courant intermittent produit par un interrupteur électromagnétique dont on connaît la période.

L'instrument permet d'enregistrer sur la plaque photographique ou de projeter sur un écran la courbe qui représente un courant quelconque. On peut vérifier les diverses formules relatives aux décharges des batteries et aux courants induits (formules de Thomson).

M. LAMOTTE.

E. VOIGT. — Ueber Messungen hoher Spannungen (Mesures de différences de potentiel élevées). — P. 385-406.

Le procédé consiste à fractionner la différence de potentiel à mesurer, en prenant seulement la différence en deux points d'une très grande résistance aux extrémités de laquelle est maintenue la différence totale. Le rapport entre les deux grandeurs, celle qu'on mesure et celle qu'on veut déterminer, est égal au rapport de la résistance comprise entre les deux points à la résistance totale.

La résistance est constituée par une tige de bois tournée et polie avec soin, puis noyée dans la paraffine pour éviter les déperditions. Le rapport des diverses sections de la résistance se détermine à l'aide de l'électromètre absolu ou du galvanomètre. On vérifie que ce rapport est le même, quelle que soit la différence de potentiel.

Les tentatives faites pour employer un électromètre plongé dans un liquide isolant, huile, térébenthine ou pétrole, n'ont donné aucun résultat satisfaisant. M. LAMOTTE.

L. ZEHNDER. — Eine einfache Form des Wehneltunterbrechers (Forme simple de l'interrupteur de Wehnelt). — P. 417-421.

Le fil de platine est soudé à l'extrémité d'une tige de cuivre, glissant dans un autre tube de cuivre : ce tube, effilé à sa partie inférieure, laisse une ouverture juste suffisante pour laisser passer le platine. Ce dernier traverse ensuite un bouchon de stéatite, qui ferme le passage à l'eau acidulée. Sur la stéatite et le tube de cuivre est enfilé un tube de caoutchouc, recouvert à son tour d'un tube de verre légèrement conique à son extrémité, de façon à serrer le caoutchouc sur le bouchon de stéatite. M. LAMOTTE.

K. HAHN. — Beeinflussen Röntgenstrahlen die Wärmeleitung der Luft? (Les rayons de Röntgen influent-ils sur la conductibilité calorifique de l'air?) — P. 442-444.

Deux fils de platine sont placés dans des ampoules de verre : ils sont insérés chacun dans l'un des circuits d'un galvanomètre différentiel. L'équilibre du galvanomètre subsiste quand on fait arriver les rayons de Röntgen sur l'une des ampoules. D'autre part, on vérifie que les rayons n'influent pas sur la conductibilité électrique du platine. S'ils exercent une influence sur la conductibilité calorifique de l'air, la variation n'atteint pas 1/1000. M. LAMOTTE.

C. RUNGE und J. PRECHT. — Ueber das Funkenspektrum des Radiums (Spectre d'étincelles du radium) [1]. — P. 407-412.

Les auteurs, en volatilisant du bromure de radium dans une étincelle de 15 centimètres, avec bouteille de Leyde, coupure et self-induction réglable sur le secondaire, ont photographié et mesuré 40 raies, de 5813,85 à 2709,045. Les plus intenses se rassemblent en trois couples, correspondant à certains couples des spectres de

---

[1] Cf. C. RUNGE et J. PRECHT, *Spectre du radium dans la flamme du bec Bunsen* *Drude's Ann.*, t. X, p. 655-657, et p. 530 de ce vol. — *The astrophysical Journal*, t. XVII, p. 147-149 et p. 232-238 ou p. 870 et 873 de ce vol.

Mg, Ca, Sr, Ba, comme ils l'avaient déjà observé dans un travail sur la place du radium dans le système périodique[1].

λ	Diff. des fréq.	λ	Diff. des fréq.	λ	Diff. des fréq.
5813,85 4533,327	4857,17	4682,359 3814,578	4857,0	4436,489 3649,748	4857,34

Ils ont obtenu faiblement 4726,56 et 4691,73, appartenant à Ba, et très voisines de 4726,9 et 4692,1 attribuées par Demarçay[2] au radium; ils n'ont obtenu ni 4726,5 et 4455, maximums dans des bandes indiquées par Demarçay, ni 3993,25 trouvée par Exner et Haschek[3].

D'après leurs mesures, aucune des raies fortes du radium ne coïncide avec les raies solaires mesurées par Rowland.

P. Lugol.

L. ZEHNDER. — Ueber neue Wirkungen bekannten Strahlenarten (Actions nouvelles des diverses espèces de radiations connues). — P. 413-416.

Les plaques sèches au gélatino-bromure éprouvent d'une manière différente les phénomènes connus de solarisation, suivant qu'on les expose à la lumière visible, à la lumière ultra-violette, aux rayons cathodiques, aux rayons-canaux, aux rayons de Röntgen ou aux rayons du radium. Avec la lumière visible, les rayons cathodiques, les rayons de Röntgen, l'image se renverse d'abord sur la face antérieure, puis sur la face postérieure, celle qui est appliquée sur le verre; l'inverse a lieu pour les rayons ultra-violet et les rayons-canaux. Il est permis de croire d'après cela qu'on pourrait donner à l'intensité de la radiation une valeur telle que le renversement se produisît aussi bien sur la face antérieure que sur la face postérieure de la couche de gélatino-bromure. On n'a pas obtenu de solarisation avec les rayons du radium, peut-être parce qu'ils n'étaient pas assez intenses. Dans certains cas, on peut constater le noircissement de la couche avant tout développement. Le fixage modifie l'image en règle générale.

Pour les papiers à développement, leur exposition préliminaire

(1) *Phys. Zeitschr.*, t. IV, p. 285; 1903.
(2) *C. R.*, t. CXXVII, p. 1218; 1898; t. CXXIX, p. 716; 1899; t. CXXXI, p. 258; 1900.
(3) *Wellenlängen-Tabellen*, II, Teil., p. 150; 1902.

aux rayons ultra-violets, ou aux autres sortes de radiations, diminue leur sensibilité à la lumière blanche (lumière du jour) dans des proportions qui varient avec la marque. Il peut même arriver qu'une image obtenue sur ces papiers devienne plus claire après exposition à la lumière. L'ordre des sensibilités n'est pas en général le même pour les différentes espèces de rayons. Les papiers positifs absorbent assez fortement les rayons cathodiques, dont l'action a beaucoup diminué lorsqu'ils ont traversé cinq de ces papiers. Les rayons cathodiques et les rayons-canaux n'ont aucun effet s'ils atteignent d'abord la feuille de papier au lieu de la couche sensible. Les rayons-canaux intenses donnent sur un papier blanc une tache gris noirâtre d'autant plus sombre que l'intensité des rayons est plus grande; elle peut devenir miroitante après une très longue exposition, et la lumière ne la modifie pas d'une manière appréciable.

P. Lugol.

P. LENARD und V. KLATT. — Ueber die Vernichtung der Phosphoreszenz-fähigkeit durch Druck (Abolition par la pression de l'aptitude à la phosphorescence). — P. 439-441.

Tafel a montré (¹) que la pression transforme l'oxyde de zinc en une variété brune qui, vis-à-vis de l'aptitude à la phosphorescence sous l'action des rayons-canaux, se comporte autrement que la variété blanche. A ce propos, les auteurs communiquent des observations qu'ils ont faites autrefois au cours d'une étude de phosphorescence (²). Quand on pulvérise dans un mortier un sulfure alcalinoterreux qu'on vient de retirer du creuset, il se colore aux points frappés par le pilon, et ces points restent obscurs quand on éclaire la masse; plus la pulvérisation est avancée, plus la coloration est forte et moins la phosphorescence est vive. On peut d'ailleurs régénérer en grande partie l'aptitude à la phosphorescence en chauffant de nouveau à peu près à la température de préparation du sulfure. La coloration due à la pression est sans relation avec la coloration tendre des sulfures à l'état normal, qui dépend du métal actif; elle

(¹) *Ann. d. Phys.*, II, p. 613; 1903; — et *J. de Phys.*, ce volume, p. 822.
(²) *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, p. 90; 1889; — *J. de Phys.*, 2ᵉ série, t. IX, p. 578; 1890; — Voir aussi W. Spring, *Bull. de l'Acad. de Belg.*, t. ILIX, 2ᵉ série, p. 24; 1880; — et *Zeitschrift f. anorgan. Chemie* (Action due à la pression du pilon), t. VII, p. 382; 1894.

est rouge brun (couleur de viande) avec tous les sulfures de calcium, rouge cerise avec les sulfures de strontium, verte avec ceux de baryum; il semble donc que ce soit la couleur réelle des sulfures purs et denses, et que ces derniers ne puissent servir de substratum à la phosphorescence qu'après avoir passé à l'une des modifications moins denses, incolores, qui se produisent à température élevée.

La trituration des platinocyanures modifie également leur phosphorescence.

P. Lugol.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

T. XVII (*suite*).

Karl KOSTERSITZ. — On a new objective method for the measurement of spectrograms (Sur une nouvelle méthode objective pour la mesure des spectrogrammes). — P. 262-264. (Extrait d'un mémoire de l'auteur.)

C'est une méthode employée il y a quelques années par Exner et Haschek dans leur travail sur le spectre ultra-violet de l'étincelle [1]. La photographie du spectre est projetée sur un écran portant une fine division millimétrique. Le papier est parfaitement tendu sur son support, et des dévidoirs font glisser sur sa surface une bande de papier sur laquelle on a tracé avec soin un millier de raies-étalons, et indiqué leurs longueurs d'onde (Rowland). Une centaine de U. A. recouvrent 1 mètre de l'écran, et la position des raies projetées peut être déterminée au dixième de millimètre près.

D'après l'auteur, l'erreur moyenne des mesures ne dépasse pas 0,015 U. A., et elle pourrait être réduite encore en employant des glaces de verre pour plaques photographiques. Les avantages de cette méthode seraient une très grande rapidité, puisqu'elle n'exige pas de calcul, et beaucoup moins de fatigue pour les yeux et d'erreurs systématiques que dans les mesures micrométriques.

B. HASSELBERG. — Researches on the arc spectra of the metals. VI. Spectrum of molybdenum (Recherches sur les spectres de l'arc des métaux. VI. Spectre du molybdène). — P. 300-319; et janv. 1903, p. 20-48.

Ce mémoire contient la table des longueurs d'onde des raies du spectre de l'arc du molybdène et la discussion qui a permis d'en

---

(1) *Sitzungsbericht. d. k. Akad. zu Wien*, 1895, p. 913.

extraire les raies étrangères. C'est la suite des recherches entreprises par l'auteur sur les spectres des métaux et publiées dans l'*Astrophysical Journal*.

ARTHUR SCHUSTER. — The solar atmosphere (L'atmosphère solaire). — P. 320-327.

En se basant sur les mesures de M. Fr. Very [1], M. Schuster trouve que la variation du rayonnement solaire du centre au bord peut être aisément expliquée en supposant la couche absorbante suffisamment rapprochée de la photosphère et en tenant compte du rayonnement que cette couche doit émettre elle-même à cause de sa haute température. La moitié seulement du rayonnement total viendrait de la photosphère, le reste de la couche absorbante. Pour que le rayonnement vienne presque complètement de cette couche, il suffirait que, par suite d'une augmentation de densité ou d'épaisseur, son absorption fût augmentée dans un rapport égal à 4 ou 5. C'est ce qui doit arriver pour la partie ombrée des taches solaires, dont le rayonnement reste à peu près constant sur tout le disque.

THEODORE LYMAN. — On the prolongation of spectral lines (Sur la prolongation des raies spectrales). — P. 328-331.

L'auteur explique pourquoi les raies les plus intenses des spectres obtenus avec des réseaux concaves sont prolongées par des pointes très nettes et ressortent sur un fond lumineux continu.

En examinant l'image principale donnée, par son réseau, d'un trou d'épingle bien éclairé, il a trouvé qu'elle était formée d'un disque et de deux rayons rectangulaires, l'un parallèle, l'autre perpendiculaire aux traits du réseau, le rayon horizontal étant le plus long et le plus intense. En recouvrant la surface rayée du réseau avec un écran rectangulaire disposé obliquement, le système des deux rayons s'incline comme l'écran, mais on aperçoit un nouveau rayon horizontal plus faible, qui demeure immobile. D'après l'auteur, la croix mobile est due à la diffraction de la lumière par l'ouverture rectangulaire de l'écran; le rayon horizontal fixe, aux

(1) *Astroph. Journ.*, t. XVI, p. 773; 1902; — mémoire analysé dans le *J. de Phys.*, p. 712 de ce vol.

irrégularités du tracé du réseau. La surface rectangulaire formée par les traits du réseau produisant les mêmes phénomènes de diffraction sur les raies du spectre, c'est sa forme qui leur donne leur apparence. Les prolongements verticaux ne sont pas gênants, mais il n'en est pas de même du fond brillant, qui, avec les longues poses, fait disparaître les raies faibles. On peut diminuer beaucoup son intensité en convertissant, avec des morceaux de papier de forme convenable, la surface du réseau en un parallélogramme.

E. BARNARD. — The south polar cap of Mars (La calotte polaire sud de Mars). — P. 249-27.

La surface des calottes polaires de Mars varie avec les saisons de la planète; les mesures de l'auteur montrent qu'elle continue à diminuer pendant plusieurs mois après le solstice d'été. Il semble donc que le maximum de température ne se produise que longtemps après le maximum de la radiation solaire : c'est une confirmation de l'existence d'une atmosphère assez importante sur cette planète.

PERCIVAL LEWIS. — Cathodo-luminescence and the negative pole spectrum of nitrogen (La luminescence cathodique et le spectre de l'azote au pôle négatif). — XVII; p. 258-269.

L'auteur recherche si la gaine lumineuse entourant la cathode dans des tubes à vide renfermant certains gaz, notamment de l'azote, est une manifestation de l'énergie provenant du choc des rayons cathodiques, ou de celle produite par le passage du courant. Il compare pour cela à l'aide d'un spectrophotomètre de Glan, ou d'un grand spectroscope à prisme les parties de la gaine à travers lesquelles ne passent que peu ou point de courant à celles où il est le plus intense. Voici ses conclusions :

1° Le spectre du pôle négatif de l'azote est dû aux rayons cathodiques; l'intensité des bandes négatives dans la décharge simple dépend seulement de la distance à la cathode, elle est indépendante des variations de potentiel dans le tube;

2° Les bandes positives se retrouvent dans le spectre de toutes les parties du tube; mais leur intensité est variable, et semble dépendre surtout de la distribution du potentiel;

3° La présence des bandes négatives dans le spectre de toutes

les parties du tube, quand on emploie de fortes décharges, est due aux rayons cathodiques provenant des parois ;

4° Le renforcement des bandes négatives par la self-induction est dû à la vitesse plus lente des oscillations, qui permet une décharge plus complète de l'électricité négative.

NORTON A. KENT. — **On the effect of circuit conditions upon the wave-lengths, of spark lines (Effet des diverses conditions de circuit sur les longueurs d'ondes des raies de l'étincelle), p. 286-299.**

Hascheck (1) avait trouvé que, dans certains cas, les raies de l'étincelle du titane sont déplacées vers le rouge, par rapport aux raies correspondantes de l'arc, d'une quantité dépassant 0.14 U. A. L'auteur n'a pas trouvé de déplacements aussi grands ; mais ses recherches, quoique faites avec un instrument de dispersion insuffisante, montrent que l'on doit noter avec soin les conditions dans lesquelles sont obtenues les spectres d'étincelle, car la position des raies est altérée d'une quantité atteignant 0,05 U. A. par des variations dans les capacités, self-induction, résistances, impédances. De plus les différentes parties de l'étincelle donnent des spectres dans lesquels les raies diffèrent non seulement en intensité, mais en longueur d'onde.

J. BAILLAUD.

ERRATUM.

P. 324, 4e ligne en montant, au lieu de LEHINAMA, lire LEHMANN.

P. 461, 5e ligne en montant, après les mots *les équations déduites du principe d'Ostwald coïncident*, ajouter : *seulement dans le cas d'un mouvement rectiligne*.

---

(1) *Astroph. Journ.*, XIV; 1901.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES I ET II

DE LA 4e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES I ET II DE LA 4e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

Physique moléculaire.

Chaleur et Thermodynamique. — Physico-Chimie.

Serdobinskaia et *Emelianova*. Détermination des chaleurs spécifiques par la vitesse de refroidissement, I, 53. — *Gaede*. Variation de la chaleur spécifique des métaux avec la température, II, 591. — *Baud*. Chaleur spécifique de l'aluminium et de ses sels solides, II, 569.

Barnes. Capacité calorifique de l'eau, I, 397. — *Thiesen. Id.*, II, 90. — *Barnes* et *Cooke. Id.*, au-dessous de 0°, II, 144. — *Magie*. Chaleur spécifique des non-électrolytes en dissolution, I, 518. Des solutions, II, 141. — *Duhem* Chaleur spécifique des fluides, I, 750. — *Varali-Thevenet*. Chaleur de dissolution, II, 240.

Louguinine. Chaleur latente de vaporisation, I, 687. — *De Forcrand*. Généralisation de la loi de Trouton, I, 745.

Linebarger. Chaleur dégagée par le contact des liquides et des solides pulvérulents, I, 517. — *Parks. Id.*, I, 833. — *Bellati* et *Finazzi. Id.*, II, 542.

Thermodynamique. — *Schiller*. Données expérimentales sur la deuxième loi de la thermodynamique, I, 46. — *Denizot. Id.*, I, 476, 846. — *Voigt. Id.*, I, 476. — *Van der Waals*. L'équation d'état et le mouvement cyclique, I, 56. — *Jougnet*. Le théorème du tourbillon, I, 192. — *Duhem*. Mécanique générale et mécanique électrique (phénomènes irréversibles), II, 686. — *Exner*. État d'équilibre d'un liquide pesant, I, 536. — *Mellor*. Loi d'attraction moléculaire, I, 657. — *Marchis*. Diagramme entropique, I, 750. — *Chevalier*. Résistance d'alliages platine-argent (variations permanentes), I, 157. — *Einstein*. Théorie cinétique de l'équilibre calorifique et du second principe de la thermodynamique, II, 154. — *Berthelot*. Sur la notion des états correspondants, II, 186. — *Michelson*. Revue des travaux sur la thermodynamique de l'énergie radiante, II, 222. — *Raveau*. Sur la mesure de l'équivalent mécanique de la chaleur, II, 253. — *Wesendonck*. Sur l'inégalité de Clausius et les déformations permanentes, II, 329. — *Einstein*. Théorie fondamentale de la thermodynamique, II, 607. — *Nakamura*. Sur la température d'inversion dans l'expérience de Joule-Thomson, II, 704. — *Batschinsky*. Observation sur la loi des diamètres rectilignes, II, 878.

Thermodynamique des gaz réels. — *Kamerlingh Onnes*. Densité au voisinage de l'état critique, I, 63. — *Kamerlingh* et *Hyndman*. Isothermes des gaz diatomiques, I, 176. — *Kuenen* et *Robson*. Tension de l'acide carbonique et de l'éthane au-dessous de 0°, I, 459, 662. — *Olzewski*. Température d'inversion des phénomène de lord Kelvin pour l'hydrogène, I, 546. — *Mack*. Isothermes et isochores de l'éther, I, 685. — *Everett*. Comparaison des températures des vapeurs à pressions égales, II, 68.

Mécanique moléculaire. — *Reinganum*. Equation d'état des gaz, I, 329. — *Callendar*. Equation de Joule-Thomson, I, 400. — *Walker*. Application de la théorie cinétique des gaz aux propriétés des gaz diatomiques, II, 53, 379. — *Jeans*. Conditions nécessaires pour l'équipartition de l'énergie, II, 166. — *Burbury. Id.*, II, 264. — *Planck*. Répartition de l'énergie entre l'éther et la matière, II, 292. — *Gyozo*. Principe de l'échange d'énergie, II, 461. — *Mathias*. Théories liquidogéniques de l'état fluide, II, 172. — *Schmidt*. L'énergie d'une colonne d'air infinie pour des valeurs constantes de g et de T, II, 462. — *Kamerlingh Onnes*. Equation d'état des gaz et des liquides, II, 467. — *Brandt*. Relation entre la formule de Stefan et l'équation de Van der Waals. II, 599. — *Lienard*. Note sur la théorie cinétique des gaz, II, 677. — *Guye* et *Mallet*. Recherches expérimentales sur la mesure des constantes critiques, II, 916. — *Guye* et *Friederich*. Equation des fluides, II, 559. — *Mallet* et *Friederich*. Equation des fluides et dilatation des liquides, II, 922.

Physico-chimie. Chimie générale. — *Vincent*. Relation numérique entre les poids atomiques, I, 820. — *Stoney*. Sur la loi des poids atomiques, II, 78. — *Marshall*

Acoustique.

Optique. Radiations.

Electricité et Magnétisme.

transport de quelques sels dans le phénol, I, 794. — *Christiansen*. Courants unipolaires dans les électrolytes, I, 806. — *Wilson*. Electrolyse des vapeurs des sels alcalins, I, 824. — *Steele*. Mesure des vitesses ioniques en solutions aqueuses, II, 63. — *Vaillant*. Sur la couleur des ions, II, 476. — *Ridont*. Dimension des atomes, II, 520. — *Starck*. Détermination des ions de l'acide sulfurique dilué, II, 628. — *Masson*. Sur les vitesses de transport des ions, II, 629. — *Euler*. Equilibre de dissociation des électrolytes forts, II, 630. — *Caspari*. Dégagement des gaz dans l'électrolyse, II, 634. — *Bose*. Conduction électrique dans les filaments incandescents électrolytiques, II, 87.

Interrupteurs électrolytiques. — *Corbino*. Interrupteur Wehnelt, I, 126. — *Klupathy*. *Id.*, II, 86. — *Taylor*. Interrupteur électrolytique au carbone, I, 527. — *Goldhammer*. Théorie des interrupteurs à liquides, II, 312. — *Zehnder*. Forme simple de l'interrupteur Wehnelt, II, 934.

Polarisation. — *Hesehus*. Electrisation par contact et dureté, I, 52. — *Schönherr*. Capacité de polarisation du platine, I, 270. — *Warburg*. Id., I, 175. — *Gockel*. Polarisation des sels solubles et fondus, I, 317. — *Campetti*. Polarisation du magnésium en solution alcaline, I, 405. — *Bose*. Réponse électrique de la matière vivante, I, 481. — *Ramsay*. Force électromotrice due à la gravité, I, 516. — *Berthelot (M.)*. Relations électrochimiques des états allotropiques des métaux, I, 680. — *Wien*. Capacité de polarisation du cadmium, I, 793. — *Einstein*. Théorie thermodynamique de la différence de potentiel entre les métaux et les dissolutions dissociés, I, 807. — *Godlewski*. Sur la pression osmotique de quelques dissolutions calculées d'après les forces électromotrices de concentration, II, 369. — *Brand*. Force électromotrice de l'ozone, II, 151. — *Taylor*. Théorie de l'anode d'aluminium, II, 615. — *Jahn*. Polarisation galvanique dans les solutions diluées de sulfates alcalins, II, 627. — *Abbegg* et *Bose*. Influence de l'addition d'ions semblables sur la force électromotrice des chaînes de concentration, II, 709. — *Billitzer*. Couche électrique double et potentiel absolu, II, 842. Courant électrique dû aux mouvements des solides dans les liquides, II, 844.

Electrocapillarité. — *Hesehus*. Dimension commune du potentiel et de la tension superficielle, I, 51. — *Palmer*. Sur les phénomènes électrocapillaires, I, 316. — *Houllevigue*. Modèle d'électromètre capillaire, I, 382. — *Morokhowetz*, *Samojloff* et *Judin*. Courants induits par l'électromètre capillaire, I, 599. — *Boley*. Nouveaux électromètres capillaires, I, 384, 784. — *Van Laar*. Asymetrie de la courbe électrocapillaire, II, 135. — *Bursch*. Théorie de l'électromètre capillaire, II, 784. — *Kucera*. Tension superficielle du mercure polarisé, II, 817.

Piles. — *Atkins*. Polarisation et résistance intérieure des piles, I, 519. — *Ayres*. Résistance intérieure des piles, I, 525. — *Wind*. Irrégularités de la pile étalon au cadmium, I, 651. — *Hagenbach*. Piles à dissolvants gazeux, I, 794. — *Riesenfeld*. Piles de concentration à liquides non miscibles, I, 794. — *Jaeger*. Les piles étalons, II, 211. — *Cohen*. Une nouvelle espèce de couple de transformation, II, 710.

Magnétisme. Aimantation. — *Maurain*. Rayon d'activité de l'action magnétique, I, 90. — Lames minces de fer et de nickel, I, 151. — *Klemencic*. Conservation des aimants, I, 267, 268. — *Benedick*. Distance des pôles des aimants, I, 302. — *Maurach*. Energie dissipée par hystérésis, I, 326. — *Abt*. Aimantation permanente de l'acier, I, 328. — *Benedick*. Champ démagnétisant des barreaux cylindriques, I, 328. — *Wunsche*. Amalgame de nickel, I, 462. — *Honda* et *Shi-*

Électro-optique. — Ionisation.

Tœpler. Action d'un diaphragme, I, 322. — ***Garbasso***. Action de la lumière solaire sur la distance explosive dans l'air, I, 407. — ***Wesendonck***. Modification des décharges au voisinage des diélectriques, I, 515. Remarques sur le même sujet, II, 88. — *Lussana* et *Cardani*. *Id.*, I, 624, 734. — ***Tœpler***. Différence de potentiel limite de la décharge dans l'air, I, 527 ; II, 593. — ***Swyngedauw***. Variation de la distance explosive par les rayons ultra-violets, II, 108. — ***Earhart***. Potentiels explosifs pour de faibles distances, II, 146. — ***Cantor***. Influence des rayons de Becquerel et du champ électrique sur l'étincelle, II, 149, 453. — ***Lebedinsky***. Action des radiations diverses sur l'étincelle, II, 249. — ***Blondlot***. Action d'un faisceau de radiations très réfrangibles sur les très petites étincelles, II, 337.

Décharges a travers les gaz raréfiés. — *Borgmann*. Luminescence d'un gaz raréfié autour d'un fil en communication avec la bobine de Rhumkorff, I, 40, 178. — *Aphonassieff* et *Loupouhine*. Capacité des tubes de Geissler, I, 154. — ***Pellat***. Stratification dans un tube de Geissler, I, 184. Influence du champ magnétique, I, 184. — *Colson*. Gaz raréfiés, I, 191. — ***Kreusler***. Effet photoélectrique au voisinage d'une différence de potentiel, I, 324. — ***Lehmann***. Décharge à travers les gaz raréfiés dans des grands récipients, I, 460. — ***Wehnelt***. Répartition du courant à la surface des cathodes, I, 468. — ***Goldstein***. Influence de la réfraction sur l'apparence des tubes de Geissler, I, 618. — ***Maresca***. Energie des décharges oscillatoires dans les tubes à vide, I, 731. — ***Wien***. Décharge à travers les gaz raréfiés, I, 791. — ***Philipps***. Action d'électrodes aimantées sur les phénomènes de décharge dans les gaz raréfiés, II, 57. — ***Skinner***. Chute brusque de potentiel aux électrodes dans la décharge d'un tube à vide, II, 82. — ***Wilson***. Densité du courant à la cathode dans la décharge dans l'air raréfié, II, 163. — ***Georgievsky***. Appareil pour obtenir le vide à l'aide de l'air raréfié, II, 220. — ***Righi***. Production de sons au moyen de décharges dans les tubes à gaz raréfiés et dans les flammes, II, 234. — ***Pellat***. Magnétostriction dans les tubes à gaz raréfiés, II, 241. — ***Bose***. Remarque sur les décharges à travers les gaz raréfiés entourant un filament électrique incandescent, II, 312. — ***Bouty***. Cohésion diélectrique, II, 401.

Rayons cathodiques. — ***Seitz***. Rayons cathodiques, I, 262. — ***Geitler***. Déviation de l'aiguille aimantée par les rayons cathodiques, I, 265, 541. — ***Schmidt***. Action chimique, I, 470; II, 299. — ***Gerke***. Perte de vitesse des rayons cathodiques par réflexion, I, 618. — *Stark*. Loi de la chute cathodique, I, 643, 645. — ***Lamotte***. Production de rayons cathodiques par les rayons ultra-violets, I, 778. — ***Seitz***. Rapport $\varepsilon : \mu$ dans les rayons cathodiques, I, 790. — ***Durack***. Sur les rayons de Lenard, I, 813. — ***Houllevigue***. Préparation de lames minces métalliques par projection cathodique, II, 36. — ***Austin*** et ***Starke***. Réflexion des rayons cathodiques et émission secondaire, II, 147. — ***Ebert*** et ***Ewers***. La loi du développement de la région cathodique obscure, II, 449. — ***Wehnelt***. Répartition du potentiel dans la région cathodique obscure, II, 523. — ***Mey***. Chute de potentiel au voisinage des cathodes en métal alcalin, II, 604. — ***Tafel***. Action des rayons-canaux sur l'oxyde de zinc, II, 822. — ***Zehnder***. Nouvelles actions des rayons cathodiques et lumineux, II, 876. — *Stark*. Chute de potentiel cathodique, II, 924, 926.

Rayons de Röntgen. — *Curie* et *Sagnac*. Electrisation négative des rayons secondaires, I, 13. — *Mc Clung* et *Mc Intosh*. Absorption des rayons X par les solutions aqueuses, I, 455. — *Wind*. Sur l'emploi de la série de Fourier (application aux rayons X), I, 513. — *Nodon*. Production de rayons X dans l'air, I, 749. — *Hebert* et *Raynaud*. Absorption spécifique des rayons X par les sels métalliques, I, 750. — ***Semenow***. Action des rayons X sur les conducteurs et les isolants, I, 750. — ***Blondlot***. Sur la polarisation des rayons X, II, 169. — ***Semenow***. Sur la nature des rayons X, II, 393. — ***Schœps***. Recherches bolométriques sur effet calorifique des rayons Röntgen, II, 522. — ***Holtsmark***. Méthode pour

Météorologie et Physique cosmique.

Histoire de la physique.

TOURS

IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES

6, rue Gambetta, 6

Le Journal de Physique théorique et appliquée, publié par MM. E. Bouty, G. Lippmann, E. Mascart et A. Potier, est le seul périodique français contenant des articles originaux et des analyses de mémoires français ou étrangers relatifs à toutes les branches de la physique générale et même à la physicochimie (1).

N'insérant que des mémoires de faible étendue, qui souvent résument sous une forme didactique et définitive des travaux de très longue haleine publiés *in extenso* dans d'autres recueils, il réunit dans ses douze fascicules mensuels, qui forment un volume d'environ 900 pages, beaucoup plus de résultats que la plupart des Périodiques, astreints à publier de longs mémoires.

Les analyses du *Journal de Physique* se rapportent aux mémoires parus non seulement dans les grands Périodiques étrangers, mais encore dans les Bulletins, peu répandus, d'un grand nombre de Sociétés Savantes.

Pour se rendre compte de la quantité considérable de matières condensées dans le *Journal de Physique*, il suffit de se reporter à la Table des matières des trois premières séries de ce recueil (1872-1901), qui vient de paraître (2), et où les articles originaux et les analyses sont classés d'une part par ordre de matières, d'autre part par noms d'auteur. Cette table constitue le plus commode et le plus pratique des répertoires de physique; elle permet de retrouver aisément tous les mémoires importants relatifs à une même question et d'embrasser d'un coup d'œil tous les progrès accomplis dans chaque branche de la physique pendant cette période si féconde des trente dernières années.

---

(1) Les abonnements au *Journal de Physique* sont annuels et partent de Janvier.

Prix pour un an (12 numéros)

France........................	17 francs.
Autres pays....................	18 francs.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. *Sandoz*, rue Rataud, 11, Paris, 5e.

Les 10 premiers volumes (1872-1881) se vendent séparément... 20 francs.
Les vingt derniers volumes (1882-1901) se vendent séparément. 15 francs.

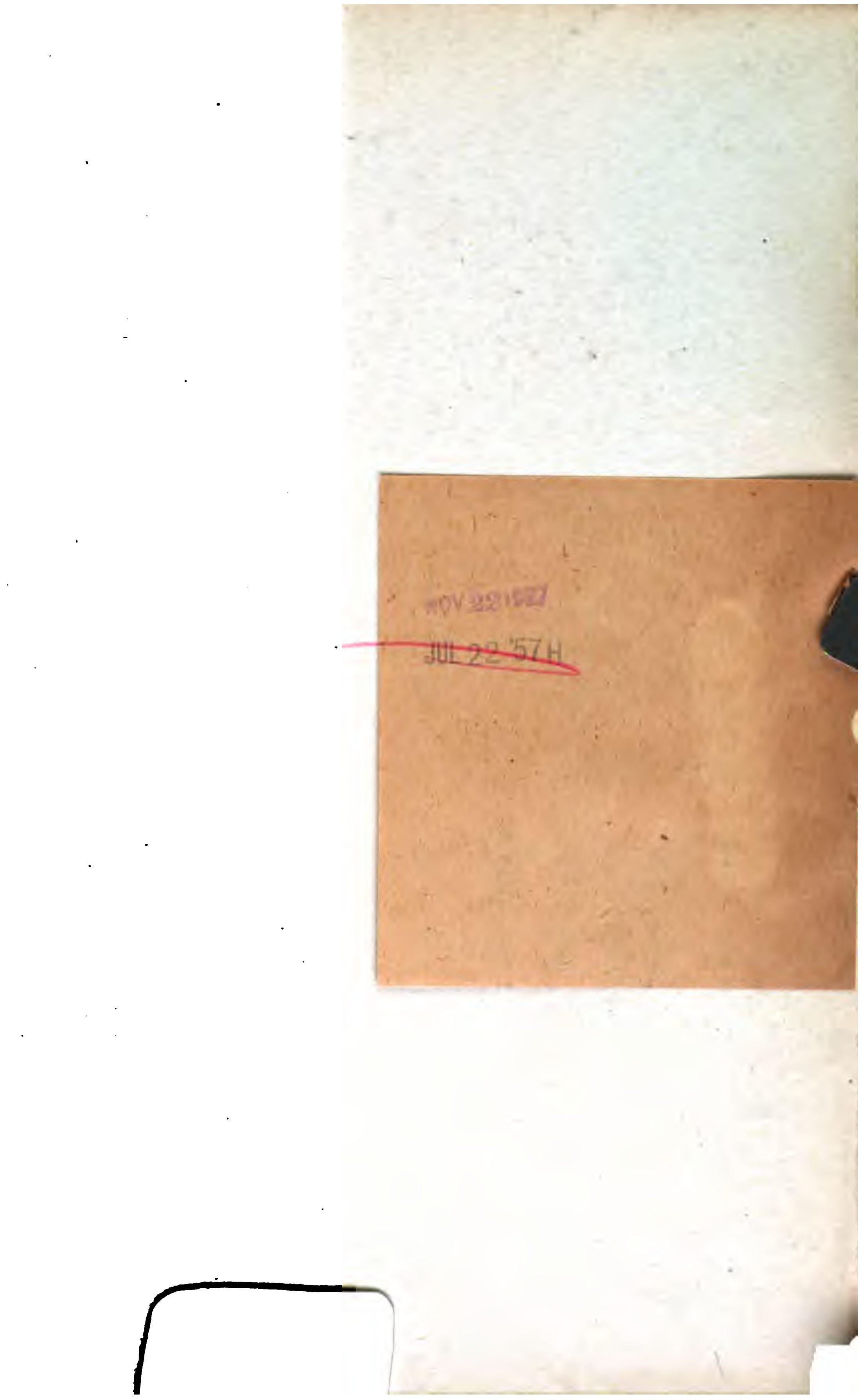
(2) La Table générale des trois séries du *Journal de Physique* (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs, ou, expédiée par la poste : 10f,90.
Adresser les demandes à M. *Sandoz*, 11, rue Rataud, Paris (5e).

TABLE DES MATIÈRES.

DÉCEMBRE 1903.

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.



NOV 22
JUL 22 '57 H